

国际信息工程先进技术译丛

微波毫米波安防遥感技术

Microwave and Millimeter-Wave Remote Sensing for Security Applications

[美] 杰夫瑞 A. 南泽（Jeffrey A. Nanzer） 著

苗俊刚 胡岸勇 孙国琳 叶修竹 李志平 刘大伟 译





机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS



国际信息工程先进技术译丛

微波毫米波安防遥感技术

[美] 杰夫瑞 A. 南泽（Jeffrey A. Nanzer）著
苗俊刚　胡岸勇　孙国琳　叶修竹　李志平　刘大伟　译



机 械 工 业 出 版 社

本书是论述微波毫米波安防遥感技术的一本重要著作。全书分为9章。第1章绪论介绍了微波毫米波遥感技术在安防领域应用的实际案例和未来发展前景。第2章和第3章简要回顾了基本电磁波理论并详细论述了电磁波与传输媒质（如人体组织、大气以及各类建筑和衣物材料）的相互作用。第4章和第5章分别论述了微波毫米波遥感器的基本组成部分——天线和接收机的基本理论和设计原理。第6~9章是对4类微波毫米波安防遥感器辐射计、雷达、成像系统和干涉式角速度测量仪的详细论述，包括它们的基本原理、设计方法和实际应用等。

本书可供从事微波毫米波安防遥感技术研究的工程技术人员参考，也可作为物理类和电子工程类高年级本科生和研究生的教材或参考书。

Microwave and Millimeter - Wave Remote Sensing for Security Applications/ By Jeffrey A. Nanzer

ISBN: 978 - 1 - 60807 - 172 - 2

北京市版权局著作权合同登记 图字：01 - 2014 - 5465 号

图书在版编目（CIP）数据

微波毫米波安防遥感技术/（美）南泽（Nanzer，J. A.）著；苗俊刚等译. —北京：机械工业出版社，2015.7

（国际信息工程先进技术译丛）

书名原文：Microwave and millimeter - wave remote sensing for security applications

ISBN 978-7-111-49927-5

Ⅰ. ①微… Ⅱ. ①南…②苗… Ⅲ. ①微波频率 - 遥感技术 - 安全技术 Ⅳ. ①TP7

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2015）第 074367 号

机械工业出版社（北京市百万庄大街 22 号 邮政编码 100037）

策划编辑：朱 林 责任编辑：朱 林

责任校对：刘志文 封面设计：马精明

责任印制：李 洋

中国农业出版社印刷厂印刷

2015 年 6 月第 1 版第 1 次印刷

169mm×239mm · 19.25 印张 · 393 千字

1 - 2500 册

标准书号：ISBN 978 - 7 - 111 - 49927 - 5

定价：88.00 元

凡购本书，如有缺页、倒页、脱页，由本社发行部调换

电话服务	网络服务
服务咨询热线：010 - 88361066	机 工 官 网：www. cmpbook. com
读者购书热线：010 - 68326294	机 工 官 博：weibo. com/cmp1952
010 - 88379203	金 书 网：www. golden - book. com
封面无防伪标均为盗版	教育服务网：www. cmpedu. com

译 者 序

微波毫米波技术在安防领域的应用已经产生了一个新的学科方向——微波毫米波安防遥感技术，这是过去十余年里微波技术领域和微波遥感技术领域里的一件大事。众所周知，微波毫米波遥感技术在地球环境、气象气候、军事侦察等领域有着广泛的应用，是一项重要的应用技术，而它在安防领域的应用则是一个新发展。从过去10年的发展来看，微波毫米波遥感技术在安防领域的应用潜力巨大，安防将是一个可以与前述应用领域并驾齐驱的新领域。

暴力恐怖分子对公共安全危害极大，其所采取的方式却越来越隐蔽、越来越复杂，因此必须采用多种技术手段来联合解决问题。微波毫米波遥感设备具有全天候的工作能力，能穿透烟雾和沙尘、鉴别人与物、快速测量与精细成像、透过衣物和墙壁检测隐匿武器（如枪支、刀具）、汽油和炸药并形成高分辨率图像。微波毫米波遥感技术所具有的独特的优势使其必然成为一种重要的反恐技术措施和手段。微波毫米波安防遥感技术在最近10年里得到的空前发展及其积累的大量成果便是明证。这些成果包括检测隐匿武器的成像技术、侵入者探测系统以及鉴别人体活动的微多普勒分析技术和角速度测量技术等。本书的著者，Jeffrey A. Nanzer博士，是美国约翰·霍普金斯大学应用物理实验室的资深研究人员，在过去的10年里主持了多种安防遥感设备的研制，具有丰富的实践经验，是微波毫米波安防遥感技术领域的开拓者和发展见证者。Nanzer博士的这本书内容丰富，图文并茂，基础理论系统全面，技术手段新颖先进，极具参考价值。

北京航空航天大学微波工程实验室10年来密切关注微波毫米波安防遥感技术的发展，积极推动毫米波实时成像技术在人体安检中的应用，研制了国内第一台毫米波摄像机，成像速度达到每秒24帧，为火车站、地铁站等大流量人群的快速安检提供了技术手段。与此同时，北京航空航天大学微波工程实验室注重人才培养和教学，为本科生和研究生分别开设了“微波遥感导论”和“微波遥感原理”课程。Nanzer博士的这本书便是研究生课程的重要参考书。我们很高兴将本书翻译出版，与国内同行共同分享微波毫米波安防遥感技术发展的成果，弥补国内出版物在这方面的缺憾。

感谢机械工业出版社的同志，没有他们的帮助、鼓励和指导这本译著就不可能出版，他们的工作热情和专业精神值得我们学习。北京航空航天大学微波工程实验室的苗俊刚、胡岸勇、孙国琳、叶修竹、李志平、刘大伟6位教师参加了本书的翻译和校对工作，我的博士研究生赵海博、于同飞、姚现勋和梁冰苑也参加了

部分章节的翻译和校对，在此对他们的工作表示感谢。本书的部分内容曾经作为北京航空航天大学研究生课程“微波遥感原理”的讲义内容使用过。在使用过程中，许多学生提出了修改建议，在此对他们表示感谢。在本书翻译过程中，译者尽了最大努力避免翻译和文字上的错误与疏漏。如读者在阅读过程中发现任何错误，敬请发信至 jmiaobremen@ buaa. edu. cn，我们会在重印时予以纠正。

苗俊刚

原书前言

在众多对公共安全的威胁因素变得越来越错综复杂的今天，微波毫米波遥感技术定会成为一个重要措施和手段。如在探测特定环境的侵入者时，需要探测设备有全天候的能力，要有穿透烟雾及其他遮蔽物的能力，要具有鉴别人与物的能力等。当检测携带有隐匿武器（如枪支、刀具和爆炸物）的暴力恐怖分子时，还需要设备有穿透衣物和墙壁，形成毫米级分辨率图像的能力。在上述领域里，过去的10年见证了微波毫米波遥感技术空前的发展，积累了大量的成果。这些成果涵盖了检测隐匿武器的辐射计成像系统和雷达成像系统、探测侵入者的微波辐射计和多普勒雷达系统以及用于鉴别人体活动的微多普勒分析技术等。这个领域仍在继续向前发展，并且将会产生许多新技术以应对持续变化的安全防范领域对遥感技术的需求。本书致力于讨论安防遥感技术的基本原理及各类先进技术。

撰写本书的念头起源于我在德克萨斯大学应用研究实验室（Applied Research Laboratories，ARL）工作时候。那时我的工作是研制各类被动式和主动式毫米波遥感器，用来检测移动着或静止的人群，以实现对侵入者的自动检测。我当时很快意识到，把微波辐射计应用于安防遥感实际上是一个很新的题目，因为当我研制此类毫米波辐射计时，我几乎找不到足够的参考资料用于指导我的工作。我不得不在射电天文学和卫星遥感技术领域里搜寻有关微波辐射计的文献（有些文献已经脱销很久了）。市面上找不到一本专门针对这样一个特定应用领域的微波遥感基本原理与技术的教材，这种情况使我很苦恼。那时，我的同事也正在全力以赴研制用于检测人体移动的微多普勒雷达，试图对人体活动进行甄别。随着我和ARL的同事们在毫米波辐射成像技术方面工作的积累，以及文献中逐渐出现的大量关于安检成像方面的报道，我开始意识到安防已经成为微波遥感技术应用的一个新领域，编写一本阐述微波毫米波安防遥感器基本原理与设计的教材将是大有裨益的。

本书将讲述微波毫米波遥感技术应用于安防领域的基本原理。微波遥感技术的基本物理原理包含两个基本内容，即电磁波传播和遥感器设计。天线是这两个基本内容之间的过渡。遥感信息处理可以认为是遥感器设计之后的第三个基本内容。由于遥感信息处理对安防应用来说常常是非常专门化的，因此本书不安排讨论安防遥感信息处理的内容。本书的第1章是关于安防遥感技术的一个绪论，这里会给出许多已经公开发表的遥感器的实例。第2章讨论电磁波传播的一般理论，而第3章则集中在电磁波在分层介质，特别是安防遥感应用中遇到的介质中的传播理

论，包括空气、烟、尘、雾、雨、墙壁、衣物以及人体组织等。第4章和第5章分别讨论天线和接收机。微波辐射计的基本原理在第6章讨论，这一章也包括黑体和灰体辐射以及各类微波辐射计的基本结构，如全功率型和相关型辐射计等内容。第7章讨论雷达的基本原理和系统结构，其中很大一部分篇幅用于讨论一个新领域——人体微多普勒技术。第8章讨论成像系统，其大部分篇幅放在了微波辐射计干涉成像技术，这是一个崭新的、非常有前途的安防遥感应用新技术。在本书的最后一章，即第9章，讨论一个新技术，即利用相关式干涉仪测量运动物体的角速度。

本书的阅读对象是安防遥感应用领域的实际科研工作者和学习微波遥感技术的高年级大学生和研究生。本书的许多章节实际上也与通用微波遥感技术密切相关，因此从事其他微波遥感领域的研究人员也会发现此书是一本有用的参考书。阅读本书的读者应具备微积分和傅里叶分析的基本知识。尽管本书的内容都是从基本原理讨论起，但读者若事先学习一些电磁波理论的知识会是非常有益的。

在此，我要向那些在本书的形成过程中给予我支持与帮助的人们表示最衷心的感谢。我要特别感谢我的手稿的审阅者，他们是密歇根州立大学的 Andrew Temme，约翰·霍普金斯大学应用物理实验室的 Salvador Talisa 和 Keir Lauritzen。我也要感谢 Artech House 出版社的工作人员，感谢他们的专业精神、支持与详尽细致的审阅。感谢 Carl Nielson，他帮助我整理了第3章中的部分图表。感谢我在约翰·霍普金斯大学应用物理实验室的同事们，是他们给予我一直以来的鼓励和帮助。我还要向那些给予我教育并帮助我开启事业的人们表达我的谢意，他们是密歇根州立大学的 Ed Rothwell，德克萨斯大学应用研究实验室（ARL）的 Bob Rogers，以及德克萨斯大学的 Hao Ling。最后，我要向我的妻子和孩子们表达最衷心的谢意，感谢他们支持我写这本书，容忍我把大量的时间花在这本书上。

Jeffrey A. Nanzer

目　录

译者序

原书前言

第1章　绪论 …… 1
1.1　安防遥感 …… 1
1.1.1　对安防遥感的需求 …… 1
1.1.2　微波毫米波遥感器的优势 …… 2
1.2　遥感技术概述 …… 2
1.2.1　辐射计 …… 3
1.2.2　雷达系统 …… 3
1.2.3　成像系统 …… 4
1.2.4　角速度的干涉测量法 …… 4
1.2.5　其他领域的微波毫米波遥感技术 …… 5
1.3　微波毫米波频谱 …… 5
1.3.1　频段的命名 …… 5
1.3.2　微波毫米波辐射的传播 …… 7
1.4　安防遥感器举例 …… 8
1.4.1　探测违禁品的主动成像系统 …… 8
1.4.2　探测违禁品的被动成像系统 …… 10
1.4.3　人体的探测 …… 11
1.4.4　人体的识别和人体行为的甄别 …… 13
1.4.5　穿墙探测 …… 17
1.4.6　生命特征探测 …… 17
参考文献 …… 19

第2章　平面电磁波基础 …… 25
2.1　麦克斯韦方程组 …… 26
2.1.1　本构参数 …… 27
2.2　时谐电磁场 …… 28
2.2.1　波动方程 …… 28
2.2.2　平面波 …… 29
2.2.2.1　相速 …… 30

2.2.2.2 $\boldsymbol{E}$与$\boldsymbol{H}$之间的关系 …… 31
2.2.3 能量和功率 …… 32
2.3 波的极化 …… 33
2.3.1 线极化 …… 34
2.3.2 椭圆极化 …… 35
参考文献 …… 37

第3章 媒质中的电磁波 …… 38
3.1 无界媒质中的平面波传播 …… 39
3.1.1 良导体 …… 41
3.1.2 良介质 …… 41
3.1.3 媒质中的波阻抗 …… 42
3.1.4 复介电常数与色散 …… 42
3.2 平面波在有界媒质中的传播 …… 44
3.2.1 垂直入射时波的反射与透射 …… 45
3.2.2 任意入射时波的反射与透射 …… 46
3.2.2.1 横电波（垂直极化波）入射 …… 46
3.2.2.2 横磁波（平行极化波）入射 …… 49
3.2.3 功率反射系数与透射系数 …… 50
3.2.4 全透射与全反射 …… 51
3.2.5 分层介质 …… 52
3.3 特定媒质中的电磁传播 …… 54
3.3.1 大气传播效应 …… 54
3.3.2 波透过建筑材料的传播 …… 59
3.3.3 波透过服装材料的传播 …… 60
3.3.4 爆炸物、塑料和金属的介质特性 …… 62
3.3.5 人体组织的介质特性 …… 64
参考文献 …… 72

第4章 天线 …… 74
4.1 电磁位 …… 75
4.1.1 由电流密度$\boldsymbol{J}$确定的电磁位 …… 75
4.1.2 由磁流密度$\boldsymbol{J}_m$确定的电磁位 …… 76
4.1.3 无穷小偶极子的辐射 …… 77
4.1.4 远场辐射 …… 78
4.1.5 无穷小偶极子远场辐射 …… 81
4.2 天线参数 …… 81

4.2.1　辐射功率密度和总辐射功率 …… 81
4.2.2　天线方向图 …… 82
4.2.3　天线方向图的波束宽度 …… 83
4.2.4　天线立体角 …… 85
4.2.5　方向性系数 …… 85
4.2.6　增益 …… 86
4.2.7　口径面积和方向图立体角 …… 87
4.2.8　天线温度和噪声功率 …… 88
4.2.9　极化 …… 88
4.3　线天线的性质 …… 89
4.3.1　无穷小偶极子天线 …… 89
4.3.2　长偶极子 …… 90
4.4　口面天线 …… 91
4.4.1　镜像原理 …… 92
4.4.2　等效原理 …… 93
4.4.3　矩形口面的辐射 …… 94
4.4.4　圆口面的辐射 …… 97
4.5　天线阵列 …… 100
4.5.1　直线阵列理论 …… 100
4.5.2　平面阵列 …… 102
4.5.3　天线阵列的波束宽度 …… 104
4.5.4　相控阵 …… 104
4.5.5　阵列构架 …… 106
4.5.5.1　馈电网络 …… 106
4.5.5.2　波束控制 …… 108
4.6　常用的微波和毫米波天线 …… 108
4.6.1　喇叭天线 …… 108
4.6.2　缝隙天线 …… 110
4.6.3　微带天线 …… 110
4.6.4　反射面天线系统 …… 113
4.6.5　透镜天线系统 …… 115
参考文献 …… 116

第5章　接收机 …… 118
5.1　接收机的一般工作原理 …… 118
5.2　接收机噪声 …… 121
5.2.1　接收机噪声的来源 …… 122

5.2.1.1 热噪声 …… 122
5.2.1.2 散粒噪声 …… 123
5.2.1.3 闪烁噪声 …… 123
5.2.2 等效噪声带宽 …… 124
5.2.3 毫米波频段的热噪声 …… 125
5.3 噪声系数和噪声温度 …… 127
5.3.1 噪声系数 …… 127
5.3.2 噪声温度 …… 128
5.3.3 衰减器的噪声系数 …… 129
5.3.4 级联系统的噪声 …… 130
5.3.5 ADC 噪声 …… 133
5.4 接收机的线性特性 …… 136
5.4.1 增益压缩 …… 136
5.4.2 交调产物 …… 139
5.4.3 三阶截断点 …… 140
5.4.4 级联系统的三阶截断点 …… 141
5.4.5 动态范围 …… 142
5.4.6 无杂散动态范围 …… 143
参考文献 …… 144

第6章 辐射计 …… 145
6.1 辐射测量学基础 …… 146
6.1.1 亮度 …… 146
6.1.2 亮度与距离 …… 147
6.1.3 通量密度和源分布 …… 148
6.1.4 天线的影响 …… 149
6.2 黑体辐射 …… 150
6.2.1 普朗克黑体辐射定律 …… 150
6.2.2 普朗克定律的近似 …… 153
6.2.3 普朗克定律的带限积分 …… 154
6.3 应用辐射测量学 …… 155
6.3.1 辐射源的分辨 …… 156
6.3.1.1 可分辨的源 …… 157
6.3.1.2 不可分辨的源 …… 157
6.3.2 接收功率的卷积形式 …… 158
6.3.3 发射率和辐射温度 …… 158
6.3.3.1 人体皮肤和常见材料的发射率 …… 159

6.3.3.2　环境的辐射温度 …… 161
6.4　辐射计接收机 …… 163
6.4.1　灵敏度 …… 163
6.4.2　全功率辐射计 …… 165
6.4.2.1　全功率响应 …… 166
6.4.2.2　灵敏度 …… 167
6.4.3　干涉式相关辐射计 …… 170
6.4.3.1　空间点源的响应 …… 171
6.4.3.2　灵敏度 …… 174
6.5　实际应用中的问题 …… 177
6.5.1　接收机不稳定性 …… 177
6.5.2　狄克辐射计 …… 178
6.5.3　辐射计定标 …… 179
6.6　扫描型辐射计系统 …… 181
6.6.1　空间分辨率 …… 181
6.6.2　驻留时间 …… 183
6.6.3　测量的不确定性 …… 185
6.6.3.1　一维扫描 …… 185
6.6.3.2　二维扫描 …… 186
参考文献 …… 187

第7章　雷达 …… 189
7.1　雷达基础 …… 190
7.1.1　雷达系统配置与测量 …… 190
7.1.2　雷达距离方程 …… 192
7.2　发射机系统 …… 194
7.2.1　发射机功能 …… 194
7.2.2　发射机噪声 …… 196
7.2.3　毫米波振荡器 …… 199
7.3　雷达测量灵敏度 …… 200
7.3.1　测量误差 …… 200
7.3.1.1　距离测量误差 …… 201
7.3.1.2　频率测量误差 …… 201
7.3.1.3　角度测量误差 …… 201
7.3.1.4　举例 …… 201
7.3.2　时间带宽积对测量误差的影响 …… 206
7.4　微多普勒 …… 208

7.4.1 安防应用中雷达的微多普勒 …… 208
7.4.2 微多普勒理论 …… 209
7.4.3 人体微多普勒特征 …… 213
7.5 连续波雷达 …… 218
7.5.1 连续波多普勒 …… 219
7.5.2 调频连续波 …… 223
7.5.3 多频连续波 …… 225
7.5.4 动目标指示雷达 …… 226
7.6 高距离分辨率雷达 …… 231
7.6.1 脉冲雷达 …… 231
7.6.2 线性频率调制 …… 233
7.6.3 步进频率调制 …… 235
参考文献 …… 236

第8章 成像系统 …… 239
8.1 扫描式成像系统 …… 240
8.1.1 扫描式成像仪分类 …… 240
8.1.2 扫描式系统的性能 …… 243
8.1.2.1 视场范围和空间分辨率 …… 243
8.1.2.2 帧速 …… 243
8.2 干涉式成像系统 …… 244
8.2.1 简介 …… 244
8.2.2 成像原理 …… 245
8.2.2.1 可视度函数 …… 245
8.2.2.2 可视度与辐射温度之间的傅里叶变换关系 …… 247
8.2.2.3 相关式干涉仪的空间滤波效应 …… 248
8.2.3 可视度的采样 …… 250
8.2.4 二维可视度 …… 254
8.2.5 成像灵敏度 …… 255
8.2.6 成像分辨率和视场范围 …… 257
8.2.7 干涉式成像阵列 …… 261
8.2.7.1 米尔斯十字阵 …… 262
8.2.7.2 T形阵 …… 263
8.2.7.3 Y形阵 …… 264
8.2.7.4 圆环形阵列 …… 264
参考文献 …… 266

第9章　角速度的干涉测量 …… 269
9.1　角向运动点源的干涉响应 …… 270
9.1.1　干涉系统的方向图 …… 270
9.1.2　角向运动物体的频率偏移 …… 272
9.1.3　与多普勒频移的比较 …… 272
9.1.4　大场角下的频率不确定性 …… 274
9.1.5　小角度近似 …… 274
9.2　干涉仪的谱响应 …… 275
9.2.1　广义谱响应 …… 275
9.2.2　方向图为 sinc 函数的干涉系统的响应 …… 275
9.2.3　干涉仪的时频响应 …… 279
9.3　运动人体的干涉测量 …… 281
9.3.1　窄波束系统对运动人体的响应 …… 282
9.3.2　宽波束系统对运动人体的响应 …… 284
参考文献 …… 286

符号表 …… 287
缩略语表 …… 293

第1章 绪　论

1.1 安防遥感

1.1.1 对安防遥感的需求

在过去的10年里，恐怖主义的威胁使得人们对公共安全的关注度持续增长，从而提升了人们对人体检测、人体行为甄别以及隐匿物品（由人体携带或掩藏在墙里）探测的兴趣。然而，威胁是不断变化的。当一些领域的安全防范措施加强以后，威胁可能又会瞄准其他一些薄弱领域。因此，安防遥感技术需要不断提升以应对这些变化。安防遥感技术不仅应用于反恐，它还可以应用于边界安防，以检查非法移民或查验毒品；它也可以用来探测人的存在并通过识别人体行为判断人体行为的意图，从而保护军人；或者它还可以用来穿墙探测人的存在并进行识别以帮助执法；它还可以应用于搜救行动，用来探测隐藏在建筑物中的人或埋藏在建筑材料中的人。能够对付上述情况的遥感器必须要有全天候工作的能力，要有穿透遮蔽物和衣服的能力，还要有取得足够分辨力的能力，以便检测足够小的隐匿物。

反恐的需求推动了安防探测技术的提高，而且也推动了这些技术的持续进步和发展。这些技术包括X射线成像仪、生化试剂传感器、红外照相机、光谱分析仪、声学分析仪和T赫兹成像仪等。一类探测仪或一种探测技术通常有自己适合的、某些特定的用途或情景，但不能应用于所有的用途或情景。例如，红外照相机特别适合于在冷背景下，如在室内或晚上，检测人的存在与否；但是，在某些情况下，如在白天，当背景较温暖且太阳漫反射光较强时，红外照相机很难用来探测人的存在。除此之外，红外探测器性能还受到遮蔽物如雾、烟或沙尘的影响。用光谱分析仪探测微量化学品具有远距离非接触测量的优点，但是效果常常不如直接分析空气样本中的微量化学品传感器好。T赫兹成像仪虽然有较好的分辨率，但空气、遮蔽物、衣物以及墙壁等对T赫兹波衰减大，从而使T赫兹成像仪仅适合于短距离探测。有些探测器由于其自身固有的特性是不希望被使用的，如X射线成像仪，虽然已成功用于走私品检测，但会引起人们对辐射剂量的担忧。因此，人们倾向于使用非电离性辐射，如微波或毫米波来检测人体或人体携带的物品。

仅仅一种安防探测技术不能解决所有的问题，因而微波毫米波遥感构成了其他探测器或方法的独特而有效的补充。微波毫米波遥感器在对付一些特定的威胁方面具有特别的潜力，如藏在衣服里、墙后或墙里的隐匿物品，像炸药、枪支、刀具、毒品等，还有非法越境、非法侵入安保区以及人的威胁行为等。遥感技术本身是一个相对成熟

和有效的领域，当它应用于安防领域时还是需要有一定技巧和变通的。例如，利用毫米波雷达的高分辨率成像能力，来实现对隐匿物品和人的探测，甚至穿墙探测。微波辐射测量技术经常被应用于射电天文学和卫星遥感，它现在已经迅速发展成为一种通过成像探测隐匿物品的有效手段。在所有这些应用中，探测和识别都是在一定的距离上实现的，因此确保了探测器使用者的人身安全。

1.1.2 微波毫米波遥感器的优势

微波毫米波遥感器具有一系列独特的特性，使得它对其他安防探测手段形成了有效的补充。因此，在过去的10年里，微波毫米波技术在安防领域的应用研究取得了巨大的进展。微波毫米波器件成本的降低、数字处理器带宽的增加以及图像和信号处理技术的进步都加速推动了微波毫米波遥感器在安防领域的实际应用。微波毫米波遥感器的优点在本书的后续部分会一一介绍，这里先粗略罗列如下：

1）在微波毫米波的大部分频段电磁波在大气中的传播衰减极小；

2）雾、霭、烟、尘、小雨或中雨对微波毫米波的衰减基本可以忽略；

3）衣料、箱包材料和一些建筑材料对微波毫米波的衰减极小或基本可以忽略；

4）人体相对于非人体的物品在微波毫米波频段具有很高的热辐射功率；

5）由于易实现大带宽，微波毫米波遥感器的距离分辨率可以很高；

6）由于波长较短，微波毫米波遥感器可以实现较高的角分辨率；

7）由于载频高，微波毫米波遥感器对径向速度的测量也可以实现较高的分辨率；

8）由于波长短，微波毫米波遥感器可以做得很小。

微波毫米波遥感的这些特点使得它极适合于在较远距离透过墙壁、遮蔽物或衣物对人体或隐匿物品进行探测和成像，因此能够穿透遮蔽物和衣物是微波毫米波的一个主要优点。这个优点推动人们开展了大量隐匿物品探测的研究，发展了许多遥感器以实现穿透雾霭、沙尘的成像，可用于协助直升机和其他类飞行器的着陆等。人体的热辐射与其他物品的热辐射或反射存在着显著的差别，这使得微波毫米波遥感器可以在杂乱背景下对人体以及对隐藏在衣服后面的物品进行检测。微波毫米波遥感器对人体几乎全天候的探测能力以及对多普勒频率的精细测量能力，推动了雷达遥感器在对人体的远程探测与行为识别方面的应用。另外，由于遥感器的角分辨能力与所用天线相对于波长的尺寸成正比，因此工作在较高频率上的微波毫米波遥感器可以生成更精细的图像，而不需要较大的天线口径。

1.2 遥感技术概述

遥感器通过发射一个信号然后接收并分析从物体反射回来的信号，或者物体本身发射的信号，来获取关于物体或场景的信息。信号是以电磁波的形式表现出来，并通过空间和介质材料传播，当然会有一定的损耗，但这个损耗通常是可以忽略的。在安防应用中，以一定的距离对物体进行探测和查验是非常有益的，因为这样安检人员就

不需要亲自对某种威胁进行检查；由此极大地增强了安检人员在检查炸药和其他武器时的安全性，减轻了他们在边防安检和现场安检中的负担，使得隔离搜索和查验成为可能。

遥感器通常分为主动和被动两类系统。主动系统发射信号并接收从物体反射回来的信号。通过分析反射信号的各种特性，如发射与反射信号的时差、反射信号的功率电平或频率，远处物体的许多特性都可以被识别出来。被动系统依赖于测量物体本身的发射信号，如热辐射。成像系统可做成主动或被动形式，以形成场景的二维图像，然后经过图像处理手段实现探测和识别。

1.2.1 辐射计

辐射计本质上是一个高灵敏度的接收机，它用来测量所有物体本身的热辐射。辐射计是被动系统：没有信号的发射和反射。因为被检测的信号来自于物体本身，因此辐射计对物体的探测与物体本身是运动或静止无关。物体热辐射信号特征本身可以被用来进行探测或识别，人体与非人体热辐射的差别也可以被用来探测人或物。

热辐射的产生是因为物质中的电子在非零温度下的热运动。一个物体所辐射的功率由普朗克定律给定，这个功率值是温度和频率的函数，这一点将在第6章详细介绍。一个具有人体温度（310K）的物体，其辐射功率的峰值在电磁波谱的红外频段，高于或低于这个频段，辐射功率都会减少。在微波毫米波波段的热辐射功率可近似表示为物体温度与接收机带宽乘积的线性函数。毫米波段的辐射计可穿透衣物直接测量来自人体的热辐射信号，从而探测出隐蔽的人体或隐藏在人体上的物品。毫米波的辐射功率很低，大约在 10^{-10}W 量级或更低，因此为区分这个量级的功率，必须设计高增益系统。

辐射计有几种实现的方式。最常用的两种形式是全功率型辐射计和相关型辐射计，我们将在第6章进一步讨论。全功率型辐射计生成一个电压信号，它是系统带宽内收到的全部功率的度量。功率既包括物体直接辐射的功率，也包括系统内部产生的噪声功率，而物体直接辐射的功率与物体的物理温度成正比。相关型辐射计由两个接收机组成，两个接收机的输出要进行相关运算。最后，辐射计的输出信号响应是与物体自身的辐射功率成正比；理想情况下，来自于两个接收机内部的不相关的噪声信号在相关处理过程中被清理出去了。全功率型辐射计和相关型辐射计都生成一个与物体温度成正比的信号响应。

1.2.2 雷达系统

雷达系统是主动系统，它发射一个信号，然后分析接收到的来自所感兴趣物体的反射信号。雷达系统由发射机和接收机组成，它们可以被安置在同一个平台上并且用同一个天线。发射信号可以是连续波信号，也可以是脉冲信号，它也可以改变频率。从物体反射回的信号被接收后需要进行分析，以确定被观测物体的各种特性。发射信号和接收的反射信号时间差与到物体的距离成正比，反射信号频率的偏移则与物体的径向速度成正比。物体的距离向延伸范围也可以测量，其径向距离分辨率反比于信号

带宽（见第 7 章的讨论）。毫米波雷达容易实现大带宽，因此可获得精细的分辨率。

通过测量接收信号和发射信号的频率偏移（称为多普勒频移），雷达系统可以测量出物体在径向的运动是相向的还是相背的，因此，雷达可用来探测运动中的人，实现侵入者探测和边防保卫；雷达还可以用来测量人的呼吸和心跳等生命特征信号。通过测量反射率、回波信号功率电平的差别可以用来区分物体不同的材质，因此雷达可用于隐匿品的探测。第 7 章将详细介绍雷达的基本原理。

1.2.3 成像系统

毫米波成像仪通过多次的主动或被动测量来获得物体场景的一个二维表征。成像系统通常设计在毫米波段而不是微波波段，这是因为毫米波波长短，相对于频率较低的微波波段，毫米波雷达可以用较小的系统获得具有较精细分辨率的图像。所获得的图像对主动成像仪来说代表反射率，对被动辐射计成像仪来说代表辐射温度分布。

图像的形成可以采用扫描或凝视方式。扫描形式的成像仪可以采用机械控制的单一波束天线扫描实现，也可采用电子控制的天线阵波束扫描实现，或两者并用。机械扫描成像仪一般采用一个单一的天线，常常是反射面天线，然后控制天线波束逐点扫描图像区域的每一个像元位置；扫描可以通过旋转馈源、反射面甚至整个天线来具体实现。电子扫描成像仪利用相控阵天线或频率扫描阵列天线来实现。机械扫描成像仪成像速度慢，但它易实现且成本低。电子扫描成像仪比机械扫描成像仪速度快，但它结构要复杂得多，涉及阵列天线及其波束控制等技术问题。凝视成像仪采用多个接收单元去对应每一个成像像元，它通常利用透镜把电磁波聚焦在接收单元上；增大透镜口径尺寸可以提高分辨率。

干涉式成像仪近年来被用于安防领域，关于这个内容将在第 8 章详细介绍。实际上，干涉式成像仪多年前已经在射电天文和卫星遥感领域获得了应用。干涉式成像仪不需要波束控制，并且可以利用满阵相控阵中的一小部分单元来实现。这类成像仪通常做成被动式，图像的形成通过所有天线单元之间的互相关处理来获得。因此，干涉式成像仪需要大量的相关处理器，在现代系统中常常以数字方式实现。

1.2.4 角速度的干涉测量法

通过测量回波信号的频率偏移，雷达系统可以方便地测量一个运动物体的径向速度，但要测量其角速度则不是一件容易的事情。为测量角速度，雷达不得不连续跟踪运动物体，测出它多个角度位置，然后估计出角速度。最近，一个新的测量角速度的方法获得了证实。它不需要跟踪物体，仅利用具有两个天线的相关式干涉仪就可实现运动物体或人的角速度的直接测量。使用这个方法时，在运动物体穿过干涉仪的波束过程中会在干涉仪的输出信号中产生一个频率偏移，这个频率偏移就直接正比于运动物体的角速度，数学上非常类似于径向速度对雷达产生的频率偏移。尽管这个方法已经证明是非常有潜力的，但是角速度的干涉测量法相对来说还是一项新技术，还需要未来的研究和实验对其进行进一步的评估。角速度干涉测量法的基本理论和初步实验

结果将在第9章中进行讨论。

1.2.5 其他领域的微波毫米波遥感技术

雷达和辐射计在遥感方面的应用是非常广泛的。从第二次世界大战中发明雷达开始，雷达就成为了一种通用且应用广泛的遥感手段。它被用于地基或空基平台上，有大型相控阵形式，也有小型单元遥感器形式。最初，雷达被用于探测和跟踪像飞机这样的人造物体，直到今天，雷达仍然被用于这类军事和民用目的。利用多普勒频移可测量物体运动速度，如警用雷达测量车辆速度，天气雷达测量降雨等。雷达的测距功能为遥感技术提供了一种非常有用的共性技术手段，如用于汽车防撞、电离层探测、武器制导、星际天文、工业控制等。把雷达放置在飞机、卫星等平台上，可以进行高度测绘、地形测绘、植被测绘、油污探测与监视以及土壤湿度测量等。

辐射计的应用不如雷达广泛。传统上，微波毫米波辐射计的两个主要应用领域是射电天文和卫星遥感。在整个20世纪中叶，科学家们研制了射电望远镜和射电干涉仪对星体的射频辐射进行测量，获得了具有极精细角分辨率的图像。如果要用雷达来进行如此高分辨率的测量的话，仅仅对我们银河系的星体是可行的，因为我们的地球距离银河外的星体实在是太遥远了。射电天文学方面重要的发展是干涉式接收机，它利用多个相距数倍波长的天线来形成图像，其空间分辨率等效为一个大口面天线的分辨率，这个大口面天线的尺寸与两个相距最远的天线之间的距离相等。干涉成像技术需要至少两个天线；如果时间允许，可通过移动天线完成多个基线的测量。当观测星体时，天文学家有个有利条件，就是星体是静止不动的，从而在数天内可以进行多次测量。卫星遥感的重要进展发生在20世纪80年代。与射电天文学的干涉成像技术同时期，天线阵技术（也就是利用一组较小数目的单元天线来合成一个大口面天线的技术）得到了发展。这个技术为卫星遥感带来的优势是减少了在轨天线的硬件（因此也减轻了重量）。利用被动卫星遥感器可以完成的观测包括土壤湿度、植被覆盖、地表温度、海水表面盐度和温度、海面风速、海冰覆盖、气象状况、野火探测和监视以及电离层测量等。

微波毫米波遥感技术在安防领域的应用是一个新发展，而且是一个可以与前述应用领域并驾齐驱的应用领域。显然，雷达可以用来探测人体运动和隐匿物品，也可以探测人的呼吸和心跳。对微波毫米波辐射计技术来说，安防遥感是一个正在逐渐浮现的、除射电天文和卫星遥感以外的、最重要的应用领域。通过测量人体本身固有的热辐射，微波毫米波辐射计可探测人是否存在；通过测量人体与物品的温度及其差别，它还可以探测被隐匿的物品。

1.3 微波毫米波频谱

1.3.1 频段的命名

在电磁频谱中被指定为微波频段的范围是3～30GHz，而毫米波频段范围则是30～

300GHz。国际电信联盟（Internation Telecommunication Union，ITU）对电磁频谱中无线电频段范围的规定在表 1.1 中给出。在 ITU 频谱中，微波毫米波频段被特高频（Super High Frequency，SHF）和极高频（Extremely High Frequency，EHF）所覆盖。在美国，人们常用 IEEE 字符命名法（见表 1.2）[1]。根据这个命名法，微波频段可以认为是从 S 波段始，延伸到 K_a 波段，而毫米波频段则从 K_a 波段延伸到毫米波（millimeter wave，mmw）波段。mmw 是毫米波的英文缩写，而没有用一个标准字符来代表。图 1.1 示出了 ITU 和 IEEE 所规定的微波和毫米波频段的比较。频率在 300 ~ 3000GHz 这一段频谱还没有明确的规定，通常称为 THz 频段。因为本书集中在微波毫米波频段，因此 THz 频段只有在特别相关时才提到。

表 1.1　国际电信联盟（ITU）频段划分

频段序号	名称	频率范围
1	极低频（Extremely Low Frequency，ELF）	3 ~ 30Hz
2	特低频（Super Low Frequency，SLF）	30 ~ 300Hz
3	超低频（Ultra Low Frequency，ULF）	300 ~ 3000Hz
4	甚低频（Very Low Frequency，VLF）	3 ~ 30kHz
5	低频（Low Frequency，LF）	30 ~ 300kHz
6	中频（Medium Frequency，MF）	300 ~ 3000kHz
7	高频（High Frequency，HF）	3 ~ 30MHz
8	甚高频（Very High Frequency，VHF）	30 ~ 300MHz
9	超高频（Ultra High Frequency，UHF）	300 ~ 3000MHz
10	特高频（Super High Frequency，SHF）	3 ~ 30GHz
11	极高频（Extremely High Frequency，EHF）	30 ~ 300GHz
12	—	300 ~ 3000GHz

表 1.2　IEEE 雷达频段标准字符命名

名称	频率范围
HF	3 ~ 30MHz
VHF	30 ~ 300MHz
UHF	300 ~ 1000MHz
L	1 ~ 2GHz
S	2 ~ 4GHz
C	4 ~ 8GHz
X	8 ~ 12GHz
K_u	12 ~ 18GHz
K	18 ~ 26.5GHz
K_a	26.5 ~ 40GHz
V	40 ~ 75GHz
W	75 ~ 110GHz
mmw	110 ~ 300GHz



图 1.1 ITU 无线电频段命名和 IEEE 雷达频段标准字符命名

微波频段的应用非常多，包括通信、射频识别（Radio Frequency Identification，RFID）、无线网络、卫星广播及其他等。由于非常有利的大气传播特性，微波频段的遥感也广泛地应用着。现代雷达系统多工作在微波频段，射电天文望远镜天线阵和卫星遥感器也多是如此。传统上，毫米波频段的遥感器多集中在 W 波段的军用遥感器；然而近年来毫米波遥感器在其他领域也获得重要发展，如工作频率达数百 GHz 的射电天文天线阵以及毫米波成像仪等。毫米波频段的大气衰减比微波频段要高，这使得毫米波频段的地表遥感比较困难。但毫米波频段可支持大带宽，因此毫米波通信系统和毫米波遥感器得到了越来越多的关注，其结果是推动了毫米波器件和系统技术的发展，扩展了它们的能力，降低了它们的成本，使得毫米波安防遥感系统更加具有可实现性了。

1.3.2 微波毫米波辐射的传播

在安防遥感应用中电磁辐射的传播需通过从天线到所感兴趣的物体之间的媒介。电磁辐射无论如何都要穿过大气，尽管其穿行距离同其他应用场合相比要短得多，如射电天文和卫星遥感。多种机理使得电磁辐射在大气中传播时，某些频率会被强烈吸收，而某些频率会几乎无衰减地通过。图 1.2 示出了整个大气层在微波毫米波频段的吸收分布。在那些称为窗口的区域，电磁辐射穿过整个大气层只有极小的损耗。而在其他区域，例如 60GHz 附近，大气损耗非常大，从而使得远距离遥感几乎不可能。

空气中的某些干扰物，特别是雾、雨、烟、沙尘等，强烈吸收红外和可见光辐射，它们可能会使红外遥感器或可见光遥感器失效。然而，微波辐射穿过这些干扰物时衰减很小，大部分频段的毫米波辐射也是如此。在微波毫米波的某些特定频段，水汽吸收会带来额外的衰减。如果避开这些频段，微波毫米波遥感器可以设计得在室外环境中几乎任何时候都能工作。

由于在微波毫米波频段许多建筑材料具有有利的传播特性，因此微波毫米波遥感技术可用来探测人是否存在以及探测隐匿物品。有些材料如干燥墙壁在这些频段几乎是透明的，而其他一些材料如木材在低频段传输损耗小，当频率增加时传输损耗增大。水泥混凝土和砖一般呈现高损耗，从而使得利用被动系统透过这些材料进行探测比较困难；然而使用主动系统时，可以通过增加发射功率来克服这些材料的高损耗带来的

问题。因此看来，遥感器有效与否一般取决于建筑材料的类型。衣料对微波毫米波的损耗一般可以忽略，因此当利用人体本身的热辐射测量来探测人是否存在或人体携带的隐匿品时就非常有利。

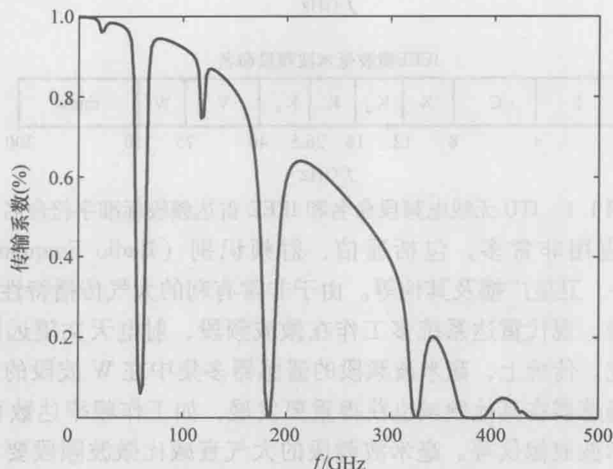


图 1.2　微波毫米波频段的大气吸收

1.4　安防遥感器举例

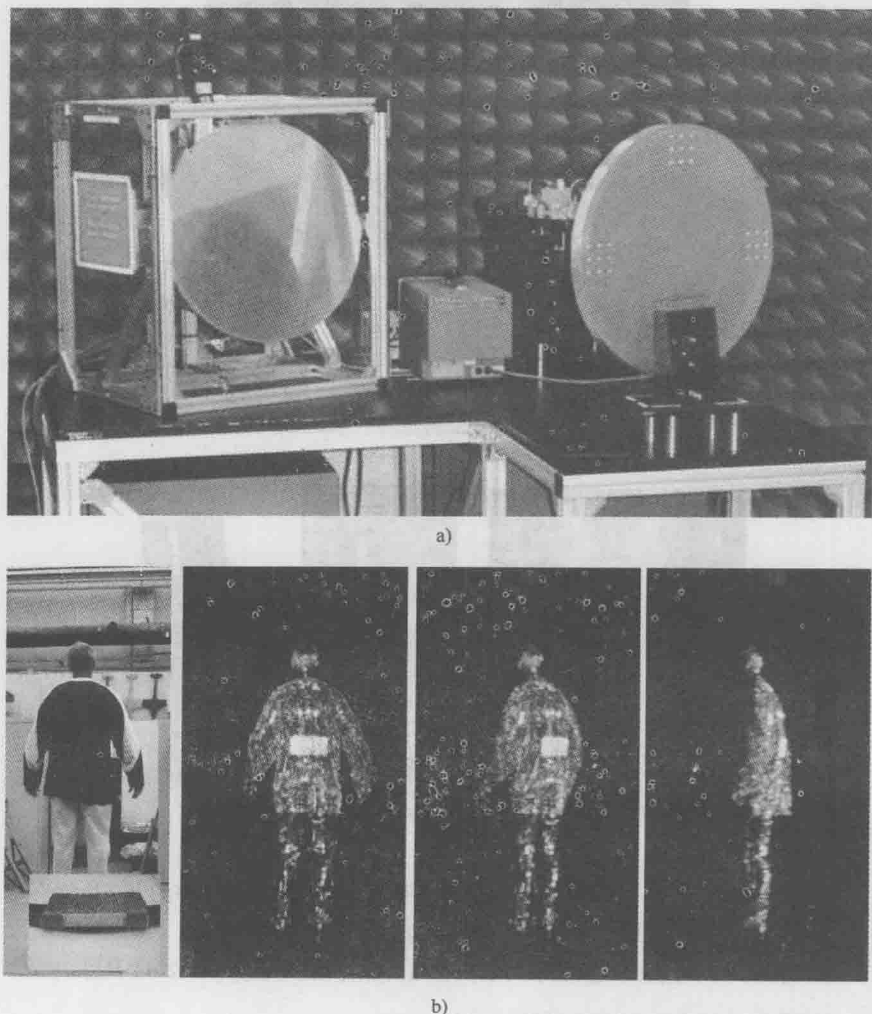
微波毫米波遥感技术已经应用于包括安防在内的许多领域，并在持续发展且应用于其他领域。本书内容聚焦在安防应用领域中那些最有前景的方面，那些已经被实践证明最成功和最有潜力的方面。大多数安防遥感器可粗略归类于两类：一类用于隐匿物品探测，一类用于人体的探测和行为甄别。

1.4.1　探测违禁品的主动成像系统

使用雷达成像系统可以探测到隐藏在衣服后边的物品[2-11]。它有两种实现方式：一种是测量图像中每个像素点的反射率，一种是测量到每个像素点的距离。测量反射率可以获得图像中各种物体组成材料的信息。金属材料具有大反射率，从金属材料反射回来的信号幅度很高。有些材料如人体组织反射率较低，那么反射回来的信号幅度就较低。通过研究图像中像素点的对比度，就可以发现隐藏的物品；当然，具有与人体组织相似反射率的物体就很难被发现。另一个方法是测量隐匿物品的距离范围。当具有较大频带宽度时，雷达成像仪可以具有足够高的距离分辨率，通过测量隐匿物品的厚度就可以把隐藏在衣服后面的物品识别出来。在这种情况下，图像是通过测量每个像素点的距离获得的；如果藏在身体上物品的厚度大于雷达的距离分辨率，那么它就可以被探测出来。可以把距离测量和反射率测量结合起来形成一个图像。为便于实现精细的角分辨率和利用大带宽实现高的距离分辨率，主动成像仪一般设计工作在毫

米波频段。

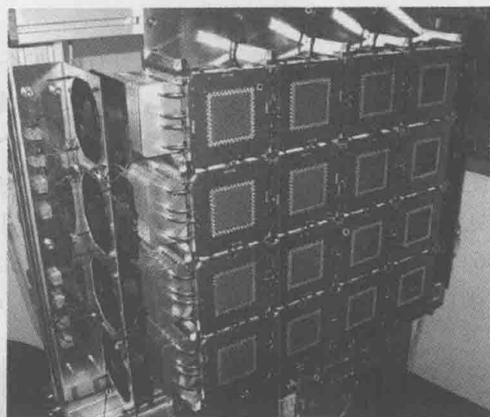
图 1.3a 展示了一台 350GHz 的主动成像系统，它设计有两个反射面，其中一个旋转来控制波束的指向。这个系统的带宽为 9.6GHz，径向距离分辨率为 1.5cm，在距离 10m 时横向分辨率为 1cm。图 1.3 显示的图像是系统对 5m 处一个隐匿携带有仿制炸药的人体成像的结果[8]。图 1.4 显示的是一个工作在 72 ~ 80GHz 的主动成像系统。天线被布置成稀疏阵形式，见图 1.4a，它由 4 × 4（即 16 个）子阵组成，每个子阵又分别含有 46 个发射单元和 46 个接收单元。图 1.4b 显示的图像就是此系统对隐匿的手枪和刀具成像的结果。它的横向分辨率是 2mm，径向分辨率是 1.87cm，对应的系统带宽为 8GHz[11]。



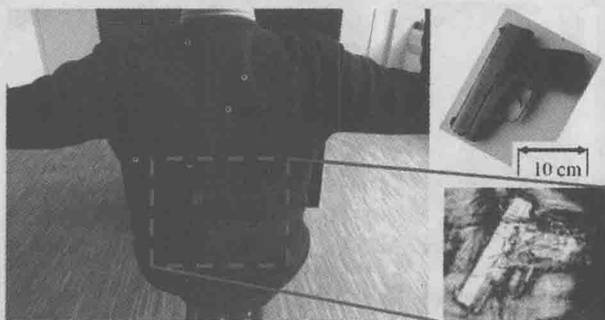
a)

b)

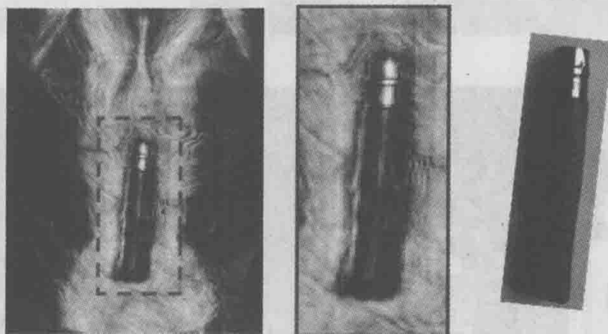
图 1.3 a）350GHz 带有两个反射面的主动成像系统 b）藏在衣服后面的仿制炸药的成像结果（©IEEE 2009[8]）



a)



b)



c)

图 1.4　a）72 ~ 80GHz 稀疏阵主动成像系统，在每个方形子阵的上下边框放置有发射单元，左右边框放置有接收单元

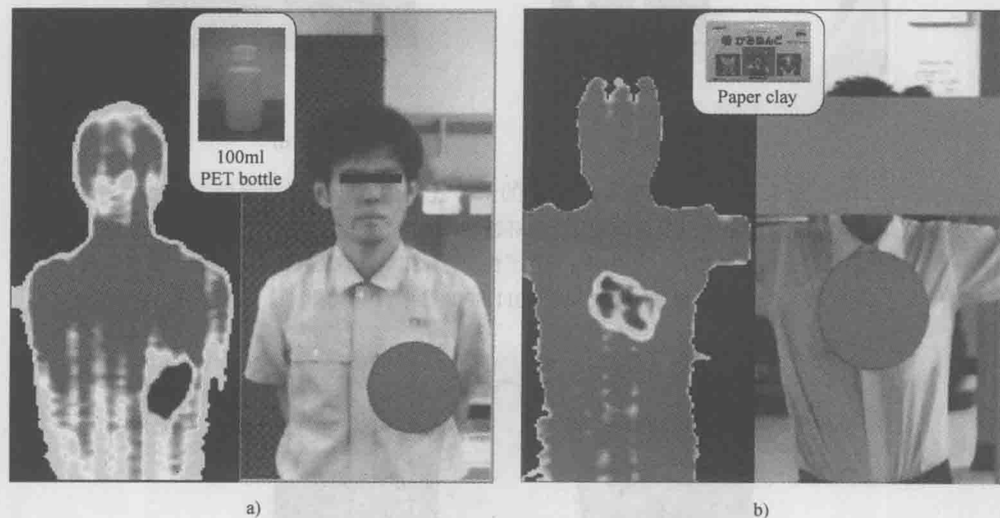
b）和 c）对放在衣服底下的隐匿物品的成像结果（©IEEE 2011[11]）

1.4.2　探测违禁品的被动成像系统

微波毫米波被动成像技术是又一类探测隐匿品的有效解决方案。被动成像仪测量

物体本身的热辐射；不同的物质具有不同的热辐射效率，一种物质的热辐射功率电平一般不同于另一类物质。利用这个事实，通过测量人体辐射功率的差别可以检测到隐匿物品。金属及其他热辐射效率低的物体通常反射大部分入射功率，因此它们“看”起来更接近周围环境。为了获得精细的角分辨率，被动成像仪一般工作在毫米波频段。

图1.5显示了一些图像，这是一个工作在77GHz、帧速为4Hz的被动成像毫米波摄像机给出的结果。这个成像系统在横向由一个线阵扫描，在纵向用双反射面扫描，同时系统还带一个准直透镜。它的横向分辨率为20mm，辐射亮温分辨率为1.2K[30]。图1.6a显示的是工作频率为22GHz的干涉式被动成像系统的天线阵。这个被动成像摄像机的辐射亮温分辨率为2K，帧速为25Hz[33]。天线阵的单元天线是一个环馈开口波导，如图1.6b和1.6c所示。图1.6d给出的系统成像结果是通过对每个天线的输出进行两两互相关获得的，展示的是一个藏在夹克里面的金属物品。图1.7a显示的是一个90GHz的被动成像系统，系统使用了一个纵向的轨道和一个左右旋转的卡塞格伦天线，通过扫描形成图像[35]。这个成像系统的空间分辨率在相距1.4m时达到了2.5cm，辐射亮温分辨率在0.06~0.3K之间。它所测得的图像示于图1.7b和c，从图中可以看出，所隐藏的金属物品是清晰可见的。



a) b)

图1.5 一个77GHz被动成像摄像机系统所形成的图像（©2010 SPIE[30]）

1.4.3 人体的探测

人的存在性的探测是一件重要的事情，特别是在边防检查、军事设施保卫、现场安全监视、搜索和营救等重要活动中。利用雷达或辐射计系统可实现对人在室内和室外环境中的探测[36-46]。雷达系统可通过测量回波信号中的多普勒频移从远距离发现移动的人，而辐射计只测量人体的热辐射。图1.8a显示的是一个36GHz的连续波波束扫描雷达，它被放置在一个运动平台上，用来探测运动中的人；系统组成框图由图1.8b

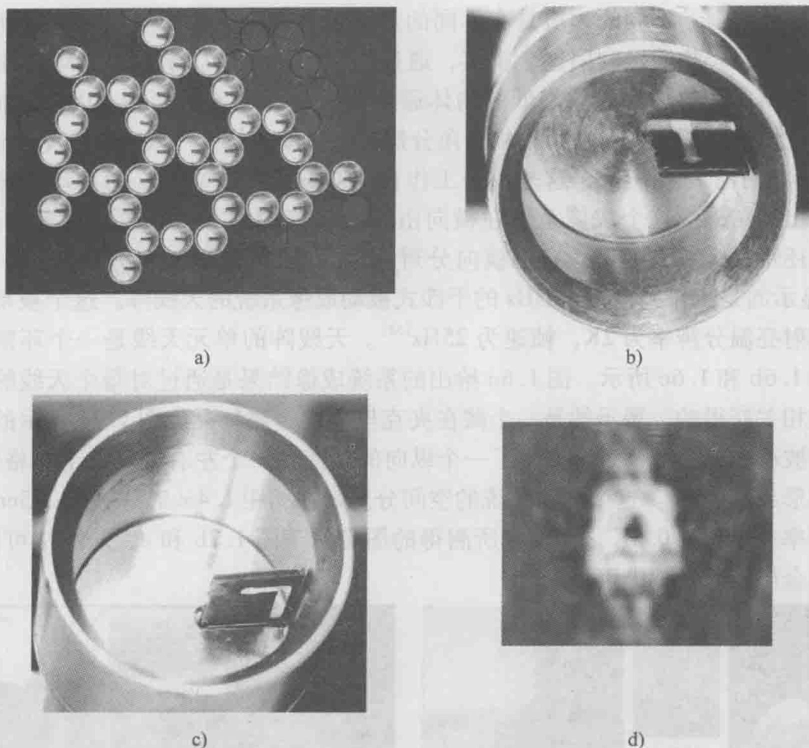


图 1.6 工作频率为 22GHz 的干涉式被动成像摄像机系统

a）干涉式成像系统的天线阵 b）开口波导天线环馈结构的顶部 c）开口波导天线环馈结构的底部 d）一个人的视频图像，此人带有一小方块藏在夹克下面的金属铝箔；铝箔在图中呈暗色，这是因为它反射周边冷背景的结果（© 2011 SPIE[33]，N. 萨蒙提供）



图 1.7 a）带有一个纵向轨道和一个左右旋转卡塞格伦天线的、工作频率为 90GHz 的被动成像系统 b）和 c）隐匿金属物品的图像（© 2008 SPIE[35]）

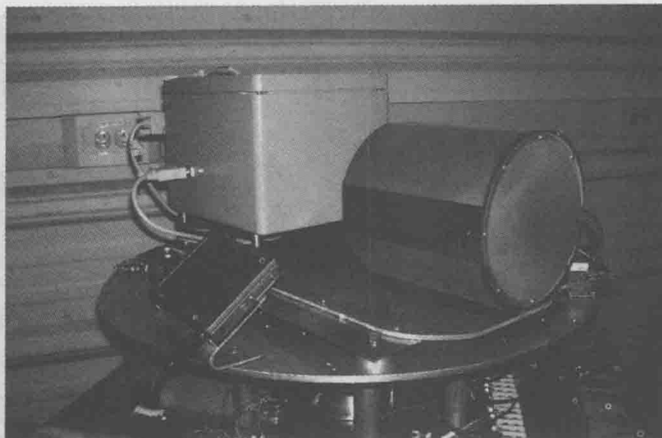

b) c)

图1.7 a）带有一个纵向轨道和一个左右旋转卡塞格伦天线的、工作频率为90GHz的被动成像系统 b）和c）隐匿金属物品的图像（© 2008 SPIE[35]）（续）

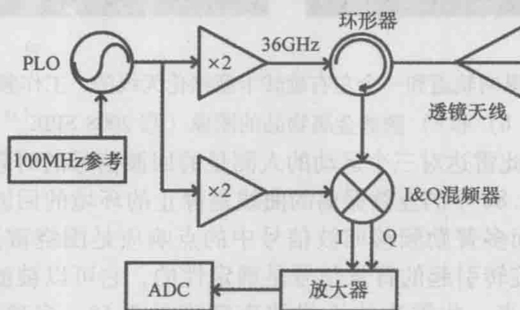
给出。图1.8c显示了此雷达对三个运动的人测量的回波信号的时频图，雷达旋转的速率大约是1rad/s。图1.8c中的连续振荡的曲线是静止的环境的回波，它是由于雷达旋转引起的衍生信号，而多普勒频移回波信号中的点响应是围绕雷达走动的人造成的。平台运动和雷达底座旋转引起的背景信号是确定性的，它可以被滤掉，这样，人的信号响应就被孤立了出来。此雷达的天线波束宽度是3.5°，多普勒频率的分辨率是16Hz。图1.9a给出了一个工作频率为27.4GHz的辐射计，它被安装在运动平台上，专门用于探测人体。这个辐射计同时具有全功率和相关两个探测模式，它安装在旋转台上，旋转速度为1rad/s。全功率模式的温度灵敏度为1.5K，相关模式的灵敏度为0.27K。图1.9b给出了当系统天线扫过一个静止不动的人体和一个钢筋水泥柱时全功率模式和相关模式的信号响应[39]。图中的大峰值是人体的热辐射造成的，相关模式对人体有反应。而对水泥柱却没有反应。其原因是水泥柱的辐射主要是反射周边信号，因而相关度低，而人体辐射主要来自本身，因而空间相干性强。

1.4.4 人体的识别和人体行为的甄别

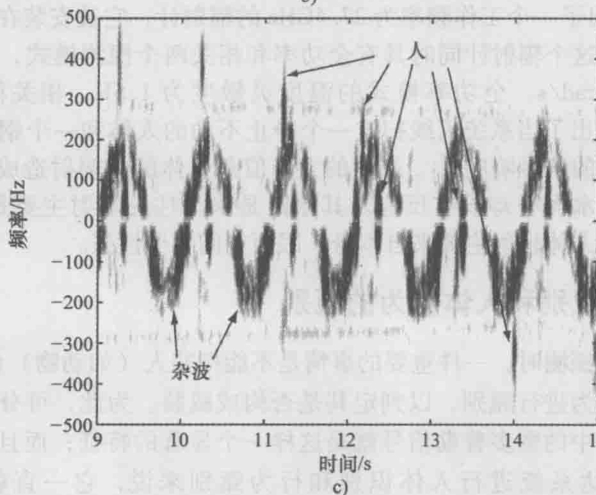
在对人体进行探测时，一件重要的事情是不能把非人（如动物）误判为人。而且，还希望对人体的行为进行甄别，以判定其是否构成威胁。为此，可分析人体的多种信号特征，雷达回波中的微多普勒信号就是这样一个显著的特征；而且，对于利用微波毫米波多普勒雷达系统进行人体识别和行为甄别来说，它一直就是一个研究焦点[47-62]。微多普勒信号产生于人体中多个部分的动态运动，如人体的躯干、手臂和腿就具有不同的运动速度。手臂和腿的运动是周期性的，这使其容易被识别出来。通过微多普勒信号分析，人是可以从车辆和动物中被识别出来的，人的各种行为也是可以被甄别的。图1.10a和图1.10b显示了一个行走的人在时—频域中的微多普勒信号特



a)



b)

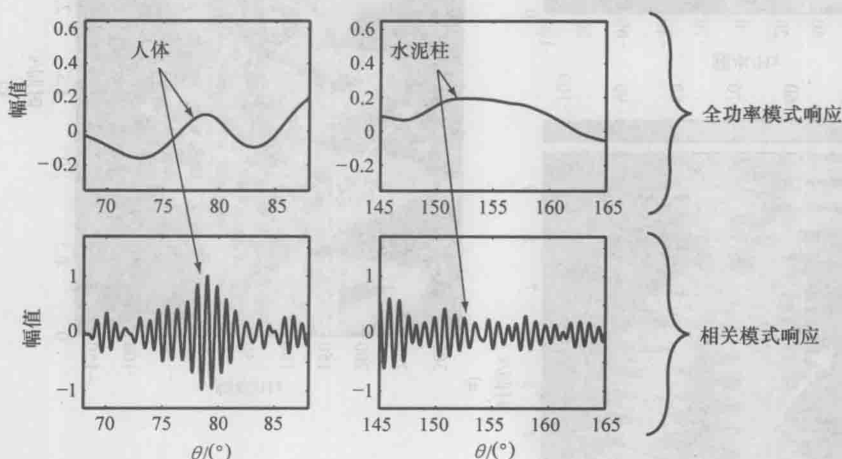


c)

图 1.8 a）一个安装在运动平台上用来探测人体运动的 36GHz 连续波多普勒雷达（© IEEE 2009[41]） b）系统组成图 c）放置在运动平台上且自身旋转的雷达所测量的三个运动人体的信号响应（点响应是运动人体造成的，而振荡信号是由于环境；把环境信号滤除就得到了运动人体的信号响应）



a)



b)

图 1.9 a）放置在一个运动机器人平台上的 27.4GHz 的辐射计系统，这个辐射计同时具有全功率和相关两个探测模式 b）在室外环境中，当系统天线扫过一个静止不动的人体和一个钢筋水泥柱子时的全功率模式响应和相关模式响应（© IEEE 2008[39]）

征，显示的结果既有测量值也有仿真值，雷达频率为 2.4GHz[53]。图中大振荡信号是腿的运动造成的，中央部分小振荡的主导信号则是身体躯干的。图 1.10c）是仿真的微多普勒信号，它描述的是一个行走的人在 12GHz 的特征，可见它的频率分辨率提高了很多，其中脚、腿、小臂和身体躯干的信号特征则更明显了一些[53]。

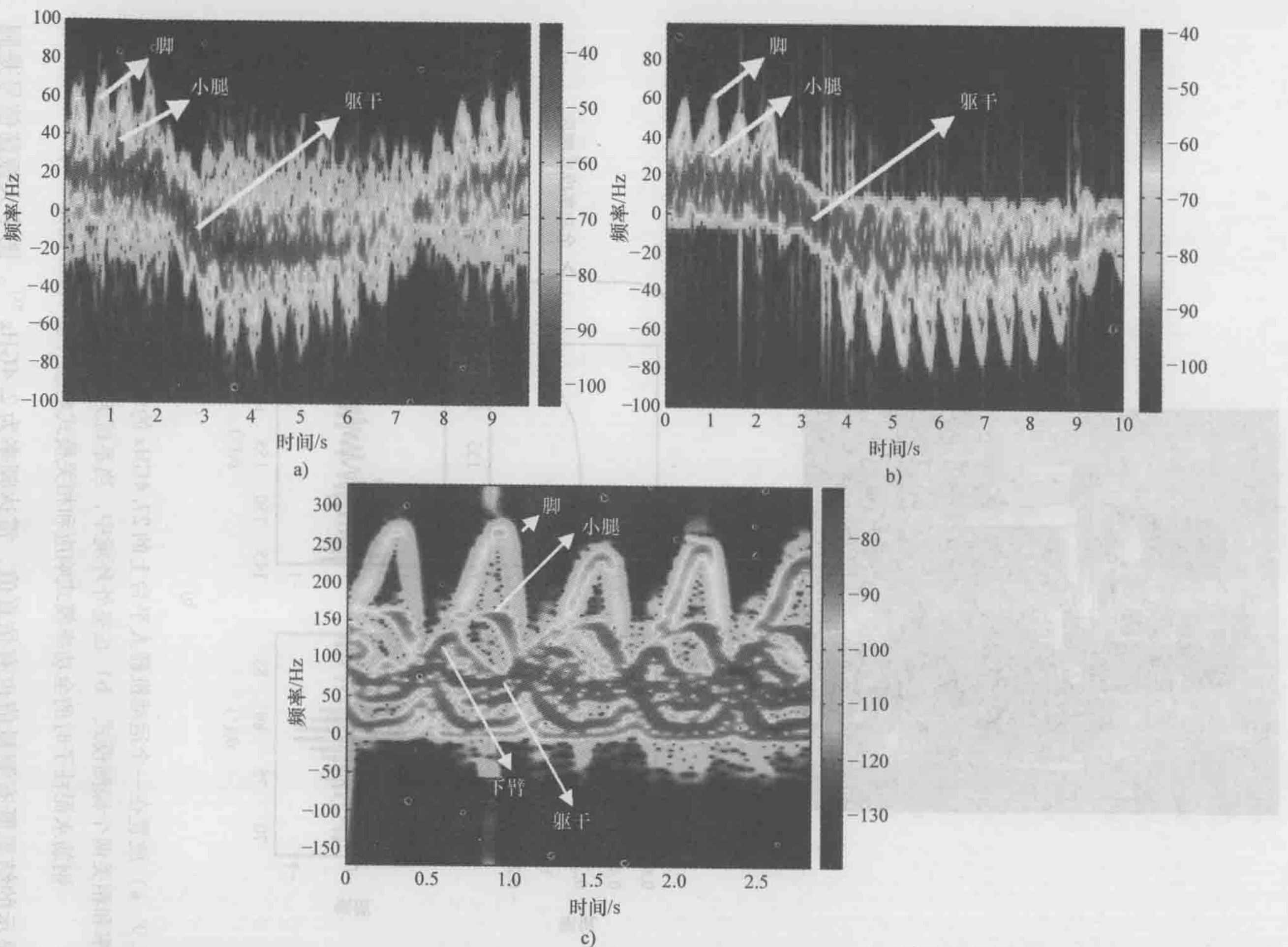


图1.10 a）测量的微多普勒信号 b）仿真的微多普勒信号，针对的情况是一个行走的人，雷达频率为2.4GHz c）仿真的微多普勒信号，针对的情况仍是一个行走的人，但雷达频率为12GHz（© IEEE 2008[53]，H. Ling 提供）

1.4.5 穿墙探测

由于电磁波在墙体材料中的衰减，利用雷达或辐射计系统穿墙探测人或物体是较为困难的，但仍然是可以实现的[60,63-78]。大多数墙体材料的衰减是随着频率的增加而增加的，因此多数穿墙探测遥感器工作在微波频段，如10GHz或更低。为了获得合适的角分辨率，所需的空间尺寸常常较大，因此不太容易实现高分辨率成像。但是，人的宏观运动是可以被探测到的，微多普勒信号特征也是可以被测量出来的。图1.11显示了一个横距—纵距二维图，这是中心频率在5GHz、带宽为6GHz的超宽带雷达的测量结果，图中墙体材料和墙后面的两块反射板清晰可见[74]。此雷达的纵向分辨率为2.5cm。使用时，雷达系统天线被放置在一个运动机器人平台上，机器人则沿着墙体长度方向运动，形成合成孔径进行成像。

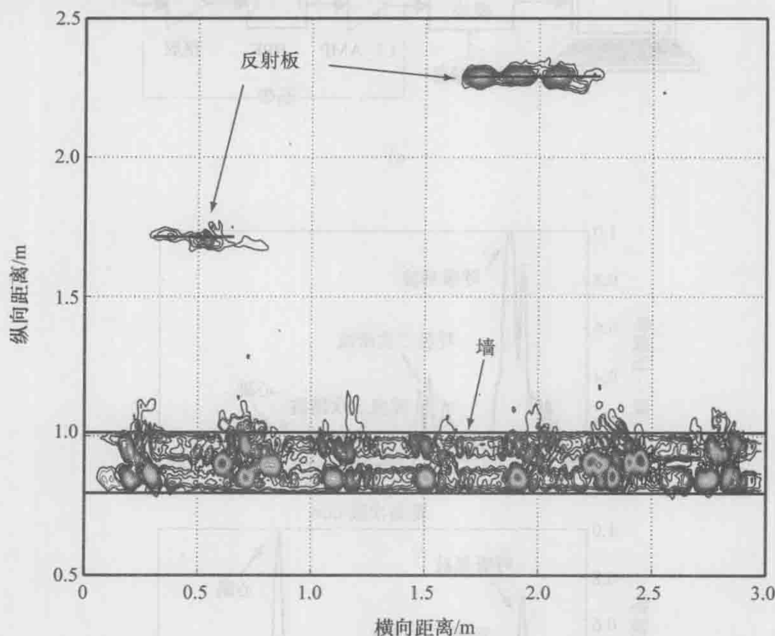
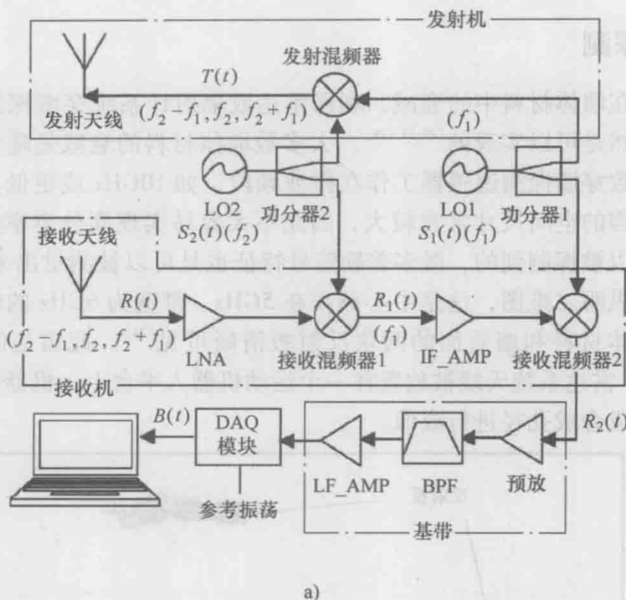


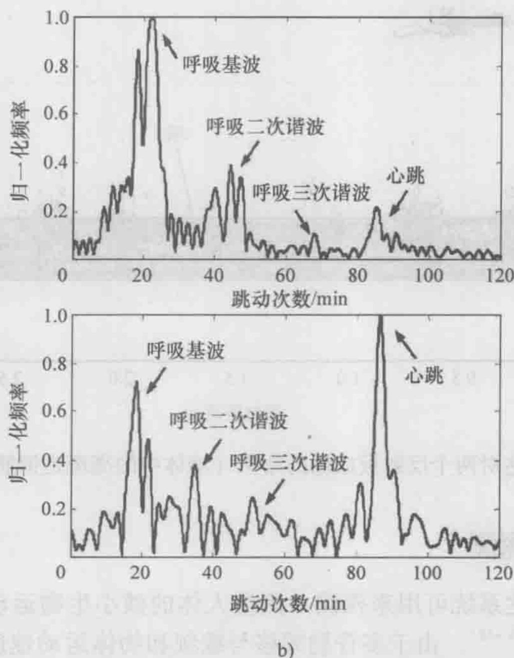
图1.11 超宽带成像雷达对两个反射板成像的结果（墙体中的亮斑是钢筋）（© IEEE 2009[74]）

1.4.6 生命特征探测

高分辨率成像雷达系统可用来探测并测量人体的微小生物运动，包括呼吸和心脏跳动引起的躯干运动[79-85]。由于多普勒频移与载频和物体运动速度成正比，所以要测量这类微小运动就需要很高的载频，以测量出较小的多普勒频率偏移。图1.12a）显示了一个用于测量人呼吸与心跳的 K_a 波段连续波雷达组成框图。图1.12b）给出了这个雷达在人体躯干前面和后面时所测量的频率响应曲线[79]。横轴是以心跳速率（跳动/min）显示的多普勒频移。



a)



b)

图 1.12 a）一个用于测量人的生物信号特征的 K_a 波段连续波雷达组成框图 b）人的呼吸与心跳的频域测量结果；测量时雷达在人体躯干前面和后面的距离为 1.5m（横轴是以心跳速率（跳动/min）显示的多普勒频移）（© IEEE 2006[79]）

参考文献

[1] "IEEE Standard Letter Designations for Radar-Frequency Bands," *IEEE Std 521-2002 (Revision of IEEE Std 521-1984)*, 2003, pp. 1–3.

[2] Anderton, R. N., R. Appleby, P. R. Coward, P. J. Kent, S. Price, et al., "Security Scanning at 35 GHz," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 4373, 2001, pp. 16–23.

[3] Sheen, D. M., D. L. McMakin, W. M. Lechelt, and J. W. Griffin, "Circularly Polarized Millimeter-Wave Imaging for Personnel Screening," *Proceedings of the SPIE*, Orlando, FL, 2005, pp. 117–126.

[4] Dallinger, A., S. Schelkshorn, and J. Detlefsen, "Short Distance Related Security Millimeter-Wave Imaging Systems," in *German Microwave Conference*, Ulm, 2005.

[5] McMillan, R. W., "Terahertz Imaging, Millimeter-Wave Radar," in *Advances in Sensing with Security Applications*, J. Burnes, Ed., Dordrecht, the Netherlands: Springer, 2006.

[6] Appleby, R., and R. N. Anderton, "Millimeter-Wave and Submillimeter-Wave Imaging for Security and Surveillance," *Proceedings of the IEEE,* Vol. 95, 2007, pp. 1683–1690.

[7] Mizuno, K., Y. Wagatsuma, H. Warashina, K. Sawaya, H. Sato, et al., "Millimeter-Wave Imaging Technologies and Their Applications," *Vacuum Electronics Conference, 2007, IVEC '07, IEEE International*, 2007, pp. 1–2.

[8] Sheen, D. M., D. L. McMakin, T. E. Hall, and R. H. Severtsen, "Active Millimeter-Wave Standoff and Portal Imaging Techniques for Personnel Screening," in *Technologies for Homeland Security, 2009, HST '09, IEEE Conference on*, 2009, pp. 440–447.

[9] Goshi, D. S., Y. Liu, K. Mai, L. Bui, and Y. Shih, "Cable Imaging with an Active W-Band Millimeter-Wave Sensor," *Microwave Symposium Digest (MTT), 2010 IEEE MTT-S International*, 2010, pp. 1620–1623.

[10] Abril, J., E. Nova, A. Broquetas, F. Torres, J. Romeu, et al., "Combined Passive and Active Millimeter-Wave Imaging System for Concealed Objects Detection," *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2010 35th International Conference on*, 2010, pp. 1–2.

[11] Ahmed, S. S., A. Schiessl, and L. P. Schmidt, "A Novel Fully Electronic Active Real-Time Imager Based on a Planar Multistatic Sparse Array," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 59, 2011, pp. 3567–3576.

[12] Blanchard, P. M., A. H. Greenaway, A. R. Harvey, and K. Webster, "Coherent Optical Beam Forming with Passive Millimeter-Wave Arrays," *Lightwave Technology, Journal of*, Vol. 17, 1999, pp. 418–425.

[13] Lettington, A. H., M. R. Yallop, and D. Dunn, "Review of Super-Resolution Techniques for Passive Millimeter-Wave Imaging," *Proceedings of the SPIE*, Orlando, FL, 2002, pp. 230–239.

[14] Yujiri, L., M. Shoucri, and P. Moffa, "Passive Millimeter Wave Imaging," *Microwave Magazine, IEEE*, Vol. 4, 2003, pp. 39–50.

[15] Martin, C., "Passive Millimeter-Wave Imaging for the Detection of Concealed Weapons," Air Force Research Laboratory Technical Report AFRL-IF-RS-TR-2005-37, 2005.

[16] Luthi, T., and C. Matzler, "Stereoscopic Passive Millimeter-Wave Imaging and Ranging," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 53, 2005, pp. 2594–2599.

[17] Williams, T. D., and N. M. Vaidya, "A Compact, Low-Cost, Passive MMW Security Scanner," *Proceedings of the SPIE*, Orlando, FL, 2005, pp. 109–116.

[18] Nohmi, H., S. Ohnishi, and O. Kujubu, "Passive Millimeter-Wave Camera with Interferometric Processing," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 6211, 2006, pp. 621104–621108.

[19] Lovberg, J. A., C. Martin, and V. Kolinko, "Video-Rate Passive Millimeter-Wave Imaging Using Phased Arrays," *Microwave Symposium, 2007, IEEE/MTT-S International*, 2007, pp. 1689–1692.

[20] Yue, L., J. W. Archer, G. Rosolen, S. G. Hay, G. P. Timms, et al., "Fringe Management for a T-Shaped Millimeter-Wave Imaging System," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 55, 2007, pp. 1246–1254.

[21] Nohmi, H., S. Ohnishi, and O. Kujubu, "Passive Millimeter-Wave Camera with Interferometric Processing," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 6548, 2007, p. 65480C-8.

[22] Chen, C., C. A. Schuetz, R. D. Martin, J. Samluk, J. E. Lee Stein, et al., "Analytical Model and Optical Design of Distributed Aperture Optical System for Millimeter-Wave Imaging," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7117, 2008, p. 711706.

[23] Dillon, T. E., C. A. Schuetz, R. D. Martin, J. E. Lee Stein, J. P. Samluk, et al., "Optical Configuration of an Upconverted Millimeter-Wave Distributed Aperture Imaging System," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7485, 2009, p. 74850G.

[24] Persons, C. M., C. A. Martin, M. W. Jones, V. Kolinko, and J. A. Lovberg, "Passive Millimeter-Wave Imaging Polarimeter System," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7309, 2009, p. 730907.

[25] Stein, E. L., C. A. Schuetz, R. D. Martin, J. P. Samluk, J. P. Wilson, et al., "Passive Millimeter-Wave Cross Polarization Imaging and Phenomenology," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7309, 2009, p. 730902.

[26] Martin, R., C. A. Schuetz, T. E. Dillon, C. Chen, J. Samluk, et al., "Design and Performance of a Distributed Aperture Millimeter-Wave Imaging System Using Optical Upconversion," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7309, 2009, p. 730908.

[27] Wikner, D., and E. Grossman, "Demonstration of a Passive, Low-Noise, Millimeter-Wave Detector Array for Imaging," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7309, 2009, p. 730909.

[28] Yue, L., J. W. Archer, J. Tello, G. Rosolen, F. Ceccato, et al., "Performance Evaluation of a Passive Millimeter-Wave Imager," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 57, 2009, pp. 2391–2405.

[29] Ghasr, M. T., D. Pommerenke, J. T. Case, A. McClanahan, A. Aflaki-Beni, et al., "Rapid Rotary Scanner and Portable Coherent Wideband Q-Band Transceiver for High-Resolution Millimeter-Wave Imaging Applications," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, Vol. 60, 2011, pp. 186–197.

[30] Sato, H., K. Sawaya, K. Mizuno, J. Uemura, M. Takeda, et al., "Passive Millimeter-Wave Imaging for Security and Safety Applications," in *Proceedings of the SPIE*, Orlando, FL, 2010, p. 76710V-11.

[31] Sato, H., K. Sawaya, K. Mizuno, J. Uemura, M. Takeda, et al., "Development of 77 GHz Millimeter Wave Passive Imaging Camera," *Sensors, 2009 IEEE*, 2009, pp. 1632–1635.

[32] Hua-Mei, C., L. Seungsin, R. M. Rao, M. A. Slamani, and P. K. Varshney, "Imaging for Concealed Weapon Detection: A Tutorial Overview of Development in Imaging Sensors and Processing," *Signal Processing Magazine, IEEE*, Vol. 22, 2005, pp. 52–61.

[33] Salmon, N. A., R. Macpherson, A. Harvey, P. Hall, S. Hayward, et al., "First Video Rate Imagery from a 32-Channel 22-GHz Aperture Synthesis Passive Millimetre Wave Imager," *Proceedings of the SPIE*, Prague, Czech Republic, 2011, pp. 818, 805–818, 812.

[34] Salmon, N. A., I. Mason, P. Wilkinson, C. Taylor, and P. Scicluna, "First Imagery Generated by Near-Field Real-Time Aperture Synthesis Passive Millimetre Wave Imagers at 94 GHz and 183 GHz," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7837, 2010, p. 78370I.

[35] Dill, S., M. Peichl, and H. Suss, "Study of Passive MMW Personnel Imaging with Respect to Suspicious and Common Concealed Objects for Security Applications," *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7117, 2008, p. 71170C.

[36] Brenda, A. K., "Selected Systems for the Detection of Human Stowaways in Air Cargo Containers," *Carnahan Conferences Security Technology, Proceedings 2006 40th Annual IEEE International*, 2006, pp. 26–29.

[37] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Human Presence Detection Using Millimeter-Wave Radiometry," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 55, 2007, pp. 2727–2733.

[38] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "A Ka-Band Correlation Radiometer for Human Presence Detection from a Moving Platform," *Microwave Symposium, 2007, IEEE/MTT-S International*, 2007, pp. 385–388.

[39] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Applying Millimeter-Wave Correlation Radiometry to the Detection of Self-Luminous Objects at Close Range," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 56, 2008, pp. 2054–2061.

[40] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "A Simple Model of Human Thermal Millimeter-Wave Radiation for Radiometric Human Presence Detection," *2009 USNC/URSI National Radio Science Meeting*, 2009.

[41] Nanzer, J. A., M. G. Anderson, T. M. Josserand, L. Kuan, G. A. Olinger, et al., "Detection of Moving Intruders from a Moving Platform Using a Ka-Band Continuous-Wave Doppler Radar," *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2009, APSURSI '09, IEEE*, 2009, pp. 1–4.

[42] SangHyun, C., N. Mitsumoto, and J. W. Burdick, "An Algorithm for UWB Radar-Based Human Detection," *Radar Conference, 2009 IEEE*, 2009, pp. 1–6.

[43] Nanzer, J. A., E. Popova, and R. L. Rogers, "Applying Correlation Radiometry to Human Presence Detection in Multiple Outdoor Environments," *2010 CNC/USNC/URSI National Radio Science Meeting*, 2010.

[44] Nanzer, J. A., E. Popova, and R. L. Rogers, "Analysis of the Detection Modes of a Human Presence Detection Millimeter-Wave Radiometer," *Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI), 2010 IEEE*, 2010, pp. 1–4.

[45] SangHyun, C., M. Wolf, and J. W. Burdick, "Human Detection and Tracking via Ultra-Wideband (UWB) Radar," *Robotics and Automation (ICRA), 2010 IEEE International Conference on*, 2010, pp. 452–457.

[46] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Frequency Estimation of Human Presence Detection Signals From a Scanning-Beam Millimeter-Wave Correlation Radiometer," *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*, Vol. 8, 2011, pp. 78–82.

[47] van Dorp, P., and F. C. A. Groen, "Human Walking Estimation with Radar," *Radar, Sonar and Navigation, IEE Proceedings*, Vol. 150, 2003, pp. 356–365.

[48] Thayaparan, T., S. Abrol, E. Riseborough, L. Stankovic, D. Lamothe, et al., "Analysis of Radar Micro-Doppler Signatures from Experimental Helicopter and Human Data," *Radar, Sonar & Navigation, IET*, Vol. 1, 2007, pp. 289–299.

[49] Chen, V. C., "Detection and Analysis of Human Motion by Radar," *Radar Conference, 2008, RADAR '08. IEEE*, 2008, pp. 1–4.

[50] Smith, G. E., K. Woodbridge, and C. J. Baker, "Multistatic Micro-Doppler Signature of Personnel," *Radar Conference, 2008, RADAR '08, IEEE*, 2008, pp. 1–6.

[51] Anderson, M. G., "Design of Multiple Frequency Continuous Wave Radar Hardware and

Micro-Doppler Based Detection and Classification Algorithms," Ph.D. Thesis, University of Texas at Austin, 2008.

[52] Youngwook, K., and L. Hao, "Human Activity Classification Based on Micro-Doppler Signatures Using an Artificial Neural Network," *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2008, AP-S 2008, IEEE*, 2008, pp. 1–4.

[53] Sundar Ram, S., and L. Hao, "Simulation of Human MicroDopplers Using Computer Animation Data," *Radar Conference, 2008, RADAR '08, IEEE*, 2008, pp. 1–6.

[54] Zhaonian, Z., and A. G. Andreou, "Human Identification Experiments Using Acoustic Micro-Doppler Signatures," *Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications, 2008, EAMTA 2008, Argentine School of*, 2008, pp. 81–86.

[55] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Bayesian Classification of Humans and Vehicles Using Micro-Doppler Signals from a Scanning-Beam Radar," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE,* Vol. 19, 2009, pp. 338–340.

[56] Youngwook, K., and L. Hao, "Human Activity Classification Based on Micro-Doppler Signatures Using a Support Vector Machine," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 47, 2009, pp. 1328–1337.

[57] Tahmoush, D., and J. Silvious, "Angle, Elevation, PRF, and Illumination in Radar Micro-Doppler for Security Applications," *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2009, APSURSI '09, IEEE*, 2009, pp. 1–4.

[58] Vignaud, L., A. Ghaleb, J. Le Kernec, and J. M. Nicolas, "Radar High Resolution Range & Micro-Doppler Analysis of Human Motions," *Radar Conference—Surveillance for a Safer World, 2009, RADAR. International*, 2009, pp. 1–6.

[59] Silvious, J., J. Clark, T. Pizzillo, and D. Tahmoush, "Micro-Doppler Phenomenology of Humans at UHF and Ku-Band for Biometric Characterization," *Proceedings of the SPIE*, Orlando, FL, 2009, pp. 73080X-9.

[60] Ram, S. S., C. Christianson, Y. Kim, and H. Ling, "Simulation and Analysis of Human Micro-Dopplers in Through-Wall Environments," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 48, 2010, pp. 2015–2023.

[61] Moulton, M. C., M. L. Bischoff, C. Benton, and D. T. Petkie, "Micro-Doppler Radar Signatures of Human Activity," in *Proceedings of the SPIE*, 2010, p. 78370L.

[62] Chen, V. C., *The Micro-Doppler Effect in Radar*, Norwood, MA: Artech House, 2011.

[63] Frazier, L., "Surveillance Through Walls and Other Opaque Materials," *Proc. SPIE,* Vol. 2497, 1995, p. 115.

[64] Venkatasubramanian, V., and H. Leung, "A Novel Chaos-Based High-Resolution Imaging Technique and Its Application to Through-the-Wall Imaging," *Signal Processing Letters, IEEE,* Vol. 12, 2005, pp. 528–531.

[65] Ram, S. S., and H. Ling, "Through-Wall Tracking of Human Movers Using Joint Doppler and Array Processing," *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE,* Vol. 5, 2008, pp. 537–541.

[66] Nilsson, S., A. Janis, M. Gustafsson, J. Kjellgren, and A. Sume, "Through-the-Wall High-Resolution Imaging of a Human and Experimental Characterization of the Transmission of Wall Materials," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7117, 2008, p. 71170L.

[67] Chi-Wei, W., and H. Zi-Yu, "Using the Phase Change of a Reflected Microwave to Detect a Human Subject Behind a Barrier," *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on,* Vol. 55, 2008, pp. 267–272.

[68] Narayanan, R. M., "Through-Wall Radar Imaging Using UWB Noise Waveforms," *Journal of the Franklin Institute,* Vol. 345, 2008, pp. 659–678.

[69] Dehmollaian, M., and K. Sarabandi, "Refocusing Through Building Walls Using Synthetic Aperture Radar," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 46, 2008, pp. 1589–1599.

[70] Johnson, J. T., M. A. Demir, and N. Majurec, "Through-Wall Sensing with Multifrequency Microwave Radiometry: A Proof-of-Concept Demonstration," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing,* Vol. 47, 2009, pp. 1281–1288.

[71] Gonzalez-Partida, J. T., P. Almorox-Gonzalez, M. Burgos-Garcia, B. P. Dorta-Naranjo, and J. I. Alonso, "Through-the-Wall Surveillance with Millimeter-Wave LFMCW Radars," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing,* Vol. 47, 2009, pp. 1796–1805.

[72] Venkatasubramanian, V., H. Leung, and L. Xiaoxiang, "Chaos UWB Radar for Through-the-Wall Imaging," *IEEE Transactions on Image Processing,* Vol. 18, 2009, pp. 1255–1265.

[73] Hong, W., R. M. Narayanan, and Z. Zheng Ou, "Through-Wall Imaging of Moving Targets Using UWB Random Noise Radar," *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE,* Vol. 8, 2009, pp. 802–805.

[74] Braga, A. J., and C. Gentile, "An Ultra-Wideband Radar System for Through-the-Wall Imaging Using a Mobile Robot," *IEEE International Conference on Communications, 2009, ICC '09*, 2009, pp. 1–6.

[75] Solimene, R., F. Soldovieri, G. Prisco, and R. Pierri, "Three-Dimensional Through-Wall Imaging Under Ambiguous Wall Parameters," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing,* Vol. 47, 2009, pp. 1310–1317.

[76] Lianlin, L., Z. Wenji, and L. Fang, "A Novel Autofocusing Approach for Real-Time Through-Wall Imaging Under Unknown Wall Characteristics," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing,* Vol. 48, 2010, pp. 423–431.

[77] Chieh-Ping, L., and R. M. Narayanan, "Ultrawideband Random Noise Radar Design for Through-Wall Surveillance," *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems,* Vol. 46, 2010, pp. 1716–1730.

[78] Qiong, H., Q. Lele, W. Bingheng, and F. Guangyou, "UWB Through-Wall Imaging Based on Compressive Sensing," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing,* Vol. 48, 2010, pp. 1408–1415.

[79] Yanming, X., L. Jenshan, O. Boric-Lubecke, and V. M. Lubecke, "A Ka-Band Low Power Doppler Radar System for Remote Detection of Cardiopulmonary Motion," *27th Annual International Conference of the Engineering in Medicine and Biology Society, 2005, IEEE-EMBS 2005*, 2005, pp. 7151–7154.

[80] Yanming, X., L. Changzhi, and L. Jenshan, "Accuracy of a Low-Power Ka-Band Non-Contact Heartbeat Detector Measured from Four Sides of a Human Body," *Microwave Symposium Digest, 2006, IEEE MTT-S International*, 2006, pp. 1576–1579.

[81] Jenshan, L., and L. Changzhi, "Wireless Non-Contact Detection of Heartbeat and Respiration Using Low-Power Microwave Radar Sensor," *Microwave Conference, 2007, APMC 2007, Asia-Pacific*, 2007, pp. 1–4.

[82] Petkie, D. T., E. Bryan, C. Benton, C. Phelps, J. Yoakum, et al., "Remote Respiration and Heart Rate Monitoring with Millimeter-Wave/Terahertz Radars," *Proceedings of the SPIE,* 2008, pp. 71170I.

[83] Droitcour, A. D., O. Boric-Lubecke, and G. T. A. Kovacs, "Signal-to-Noise Ratio in Doppler Radar System for Heart and Respiratory Rate Measurements," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 57, 2009, pp. 2498–2507.

[84] Changzhi, L., J. Cummings, J. Lam, E. Graves, and W. Wenhsing, "Radar Remote Monitoring of Vital Signs," *Microwave Magazine, IEEE,* Vol. 10, 2009, pp. 47–56.

[85] Massagram, W., V. M. Lubecke, A. Host-Madsen, and O. Boric-Lubecke, "Assessment of Heart Rate Variability and Respiratory Sinus Arrhythmia via Doppler Radar," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 57, 2009, pp. 2542–2549.

第 2 章　平面电磁波基础

不论是在安防遥感、卫星遥感还是射电天文学应用中，都要在遥感器与远处位置点或者物体之间进行能量传递，以获取关于物体的一些信息。当遥感是通过微波或者毫米波电磁辐射来进行时，能量通常以时变场（即波）的形式进行传播。对一个物体进行遥感，通常使用以下两种方法：测量远处位置发射出来的固有信号，或者发射已知信号，然后测量从远处位置反射过来的回波信号。通过阅读本书，读者将会了解，这些信号的形式实际均为电磁波。如果遥感器和远处物体的距离与波长相比足够大，可以认为电磁波是平面波，因为它们只随着时间和沿传播方向变化；它们在垂直于传播方向的平面上的幅度与相位是常数。这种波就叫作平面波。按照定义，波在垂直于传播方向的面上是无限延展的，所以平面波只是理论存在，但是当波从波源或者辐射口面传播了相对于波长来说很长的距离时，就可以将它近似为平面波。例如像图 2.1 所示的情况，一个从点源辐射出的球状波面，在很远的距离处可以近似为平面。同时，一个距离辐射源很远的接收器，在 z 方向上得到的波面，在 x，y 方向上近似于常数。我们称这个非常特别的距离范围为远场，这一点我们将在第 4 章进一步详细讨论。实际上，对于毫米波与微波波段的遥感器来说，它们的远场距离足够小，我们完全可以用平面波近似来分析很多安防遥感器。关于平面波特性的理解，对进一步理解微波与毫米波遥感器以及它们在安防领域中的应用，都具有重要的基础意义。



图 2.1　从点源发射出的球面波波前，在传播了足够长距离以后可以等效为平面波

在这一章中，我们将从麦克斯韦方程组中推导出描述平面电磁波的方程，并介绍关于平面波及其特性的基本知识，这些知识对本书来说非常重要。更多关于平面波的知识可以在大多数关于电磁波的教科书中找到[1-4]。

2.1 麦克斯韦方程组

电磁现象基本上可以由 6 个基本的物理参量描述：

- $\boldsymbol{E}$ (V/m)，电场强度
- $\boldsymbol{H}$ (A/m) 磁场强度
- $\boldsymbol{D}$ (C/m^2)，电通量密度
- $\boldsymbol{B}$ (Wb/m^2)，磁通量密度
- $\boldsymbol{J}$ (A/m^2)，电流密度
- ρ (C/m^3)，电荷密度

其中前 4 项是描述电磁场的物理量，而电流密度和电荷密度则是描述源的物理量。电磁场是由电流和电荷产生的，因此后者又被称作电流源与电荷源。然而，在源不存在的情况下，我们也可以描述电磁场，此时我们假设场是由感兴趣区域之外的源产生的。这种情况描述了电磁场在自由空间中的传播。每一个物理量都是由它对空间以及时间的依赖关系来定义的，

$$\chi = \chi(\boldsymbol{r}, t) \tag{2.1}$$

其中，χ 表示矢量的一个分量或者标量，$\boldsymbol{r}$ 是三维位置矢量，t 是时间变量。为了简化，在本书中对于 $\boldsymbol{r}$ 与 t 的依赖关系是隐含的，并且在必要的时候会明确提示。

场与源的相互作用是由 4 个麦克斯韦方程确定的，即

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{2.2}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{J} \tag{2.3}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \tag{2.4}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{2.5}$$

式（2.2）是法拉第定律，式（2.3）是安培—麦克斯韦定律，或者安培定律，式（2.4）是高斯定律，式（2.5）是磁场高斯定律，或者可以理解为磁点源的不存在性。统一起来，式（2.2）~式（2.5）叫作麦克斯韦方程组。

源参量之间可以通过下式联系起来：

$$\nabla \cdot \boldsymbol{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{2.6}$$

称式（2.6）为连续性方程。此式也是电荷守恒方程的表达式，它表示的物理含义是，从一个闭合表面溢出的电流密度等于闭合表面所包围的电荷密度随时间变化率的负值。换言之，电荷不会凭空产生或者消失。

式（2.2）~式（2.5）所描述的麦克斯韦方程组被称为麦克斯韦方程组的闵柯夫斯基形式。但这种形式的方程组是不平衡的，电场强度与电通量密度都有与之相对应的磁场参量，然而电流密度与电荷密度却不存在与之互补的磁场参量。为了解决这个

问题，我们引入以下两个纯理论参量，尽管在自然界中这两个参量并不存在

- $\boldsymbol{J}_{\mathrm{m}}$（V/m²），磁流密度
- ρ_{m}（Wb/m³），磁荷密度

磁荷可以理解为磁单极子。然而自然界中只有磁偶极子存在，如果将磁偶极子分裂开，结果将是两个更小的磁偶极子。尽管这两个量是虚构出来的，但当描述一些特定问题时，它们在数学上是非常有用的。例如，在第4章对于口面天线的讨论中，我们使用了磁流密度。使用了磁流与磁荷之后，麦克斯韦方程组变为

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \boldsymbol{J}_{\mathrm{m}} \tag{2.7}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{J} \tag{2.8}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \tag{2.9}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = \rho_{\mathrm{m}} \tag{2.10}$$

对于麦克斯韦方程组的其他形式讨论可以参考文献［5］。本书所使用的方程组形式基本上是闵柯夫斯基形式，必要时再引入磁场源。由于麦克斯韦方程组的对称性，电场源的推导与分析可以非常容易地推广到磁场源的情况中，只要统一地将磁场参量与电场参量进行互换即可。

2.1.1 本构参数

为了描述媒质中电磁现象的行为和特点，需要引入一些描述媒质与场参量相互作用的参数。总体上，电（磁）通量密度是通过下式与电（磁）场强度联系到一起的，

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} \tag{2.11}$$

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{\mu} \boldsymbol{B} \tag{2.12}$$

其中，ε（F/m）与μ（H/m）分别为媒质的介电常数与磁导率。此外，电流密度与电场强度还可以由下式联系起来：

$$\boldsymbol{J} = \sigma \boldsymbol{E} \tag{2.13}$$

σ（S/m）是媒质的电导率。式（2.11）~式（2.13）被称为本构关系，而ε与μ、σ称为本构参数。通常情况下，本构参数均为复数张量形式。然而，在线性、均匀以及非色散媒质中它们只是简单的常数。

在自由空间中，电导率为零，而介电常数与磁导率分别为

$$\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}\,\mathrm{F/m} \tag{2.14}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\,\mathrm{H/m} \tag{2.15}$$

除自由空间以外，媒质的介电常数与磁导率通常由自由空间中的数值表示：

$$\varepsilon = \varepsilon_{\mathrm{r}} \varepsilon_0 \tag{2.16}$$

$$\mu = \mu_{\mathrm{r}} / \mu_0 \tag{2.17}$$

其中，ε_{r}与μ_{r}分别被称为相对介电常数与相对磁导率。媒质的介电常数永远不会小于

自由空间，因此相对介电常数永远大于或者等于1，并且只在自由空间中等于1。大多数的媒质的相对磁导率非常接近于1，铁磁体与铁氧体是例外，它们的磁导率与自由空间十分不同。

电导率数值的大小经常用来区分媒质。具有非常高的电导率的材料是导体，而那些电导率很低的材质是介质或者绝缘体。良导体，例如金属，通常被近似为 $\sigma=\infty$，而良介质通常被近似为 $\sigma=0$，这种媒质将在第3章中介绍。

使用本构关系可以将麦克斯韦方程组化简为关于电磁场参量 $\boldsymbol{E}$ 与 $\boldsymbol{H}$ 的形式。

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=-\mu\frac{\partial\boldsymbol{H}}{\partial t} \tag{2.18}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{H}=\varepsilon\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}+\sigma\boldsymbol{E} \tag{2.19}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}=\frac{\rho}{\varepsilon} \tag{2.20}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{H}=0 \tag{2.21}$$

在这种形式下，媒质的特性已经通过本构参数包含在方程组中了。

2.2 时谐电磁场

上一章节我们介绍的麦克斯韦方程组是普遍的形式，并未对电磁场参量的性质做任何假设。在微波安防遥感中，时变场是我们首要研究对象，尤其是正弦时变场或者时谐场，因为它们是在媒质中传播场的形式。总体上，时谐场可以由下式表示：

$$\chi(\boldsymbol{r},t)=\chi(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \tag{2.22}$$

式中，$\chi(\boldsymbol{r})$ 描述了空间域的场；$\omega=2\pi f$ 是场随时间振荡的角频率。

时谐参量的时域导数很容易求出，式（2.22）的时域导数为

$$\frac{\partial}{\partial t}\chi(\boldsymbol{r},t)=\mathrm{j}\omega\chi(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}=\mathrm{j}\omega\chi(\boldsymbol{r},t) \tag{2.23}$$

按照式（2.22）的表示形式，电场和磁场的时谐形式由下式给出：

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \tag{2.24}$$

$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \tag{2.25}$$

利用式（2.23）的性质，表征法拉第定律与安培定律的式（2.18）和式（2.19）中的时间导数可以简化，从而

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=-\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{H} \tag{2.26}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{H}=\mathrm{j}\omega\varepsilon\boldsymbol{E}+\sigma\boldsymbol{E} \tag{2.27}$$

2.2.1 波动方程

时谐场由波动方程来决定。因此可以认为时谐电磁场是一种波动。在这一节中，我们将从麦克斯韦方程组推导出波动方程，下一节将从波动方程推导出平面波的解。考虑一个自由空间中的无源电磁场，即 $\boldsymbol{J}=0$ 且 $\rho=0$，同时电磁场参量的散度均为零。

无源的麦克斯韦方程组可以表示为

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{H} \tag{2.28}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \mathrm{j}\omega\varepsilon\boldsymbol{E} \tag{2.29}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0 \tag{2.30}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{H} = 0 \tag{2.31}$$

取式（2.28）的旋度

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{E}) = -\mathrm{j}\omega\mu\nabla \times \boldsymbol{H} \tag{2.32}$$

将式（2.29）代入左边，然后利用矢量的性质

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{A}) = \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{A}) - \nabla^2\boldsymbol{A} \tag{2.33}$$

可以推出

$$\nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{E}) - \nabla^2\boldsymbol{E} = \omega^2\varepsilon\mu\boldsymbol{E} \tag{2.34}$$

由于式（2.34）左边第一项为零。因此

$$\nabla^2\boldsymbol{E} + \omega^2\varepsilon\mu\boldsymbol{E} = 0 \tag{2.35}$$

类似地，对于安培定律也有同样形式，即

$$\nabla^2\boldsymbol{H} + \omega^2\varepsilon\mu\boldsymbol{H} = 0 \tag{2.36}$$

定义波数 k（1/m）为

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \tag{2.37}$$

式（2.35）与式（2.36）即化简为

$$\nabla^2\boldsymbol{E} + k^2\boldsymbol{E} = 0 \tag{2.38}$$

$$\nabla^2\boldsymbol{H} + k^2\boldsymbol{H} = 0 \tag{2.39}$$

式（2.38）与式（2.39）是 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 的矢量亥姆霍兹方程。如果矢量场被分解到直角坐标系当中，结果就是 6 个标量的亥姆霍兹方程，形式为

$$\frac{\partial^2\chi_n}{\partial n^2} + k^2\chi_n = 0^{㊀} \tag{2.40}$$

$\chi = \boldsymbol{E}$，$\boldsymbol{H}$ 的某一分量，$n = x, y, z$。

2.2.2 平面波

标量亥姆霍兹方程最简单形式的解为一个只有一个坐标分量的场。假设电场只有 x 方向的分量，且该分量不随 x，y 变化，即 $\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$㊁。电场表达式可以写为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \hat{\boldsymbol{x}}E_x\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \tag{2.41}$$

拉普拉斯算子可以简化为

$$\nabla^2\boldsymbol{E} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \tag{2.42}$$

㊀ 原书有误，应为二次偏导。——译者注

㊁ 此处原书有误，增加条件 E_x 不随 x，y 变化，即 $\frac{\partial E_x}{x} = \frac{\partial E_y}{y} = 0$。——译者注

然后标量亥姆霍兹方程变为

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}+k^2E_x=0 \tag{2.43}$$

式（2.43）的通解形式为

$$E_x(z)=E_1\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kz}+E_2\mathrm{e}^{\mathrm{j}kz} \tag{2.44}$$

该式是两个波的叠加，一个沿 $+z$ 方向传播，另一个沿 $-z$ 方向传播。

如果只考虑沿 $+z$ 方向传播的波，则 $E_2=0$。此时电场表示为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=E_1\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-kz)} \tag{2.45}$$

波的相位在面 $\omega t-kz$ 上是常数。换言之，波在 x 和 y 平面上无限延展，并且在两个方向上都恒定。因此波只在 z 方向上和时间上有变化。这种波的波前定义了一个几何平面，因此叫作平面波。平面波是在垂直于传播方向的平面上相位与幅度均恒定的电磁波。一个从源发出的、并传播了足够长距离的波可以被认为是平面波。对于平面波的分析总体上比非平面波简单，因此将波动看成平面波可以简化波传播问题的计算复杂度。

角频率 ω 描述了平面波在时域上的变化。类似地，波数描述了平面波在传播方向上在空间域上的变化。角频率由场随时间波动来定义：

$$\omega=\frac{2\pi}{T} \tag{2.46}$$

其中，T 是时域变化的周期，或者说是正弦时域波动的相邻最大值（或最小值）之间的时间间隔。类似地，波数可以由空间域上正弦波动的相邻最大值来定义：

$$k=\frac{2\pi}{\lambda} \tag{2.47}$$

其中，λ 是波长，或者说是最大值之间的空间域距离。

波数与波长之间的关系也可以由一个固定点 z_0 和一个在 z 方向上距其 Δz 的点 $z_0+\Delta z$ 来定义。因为波长是空间上正弦波动的最大值间的距离，令 $\Delta z=\lambda$，则

$$(\omega t-kz)-[\omega t-k(z+\lambda)]=2\pi \tag{2.48}$$

因此

$$k\lambda=2\pi \tag{2.49}$$

与式（2.47）相符。

2.2.2.1 相速

电磁波在媒质中以有限的速度传播。对于平面波来说，相位在垂直于传播方向的维度上是常量，因此，相速就等于波传播的速度。相速由空间域上相位随时间的变化率来定义：

$$v_p=\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \tag{2.50}$$

由平面波的定义可知，相位是常量（const），即

$$\omega t-kz=\mathrm{const} \tag{2.51}$$

或者

$$z = \frac{\omega t - \text{const}}{k} \tag{2.52}$$

因此

$$v_p = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\omega t - \text{const}}{k}\right) = \frac{\omega}{k} \tag{2.53}$$

利用式（2.37）中波数的定义：

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \tag{2.54}$$

因此相速可以由波所在的传播媒质的本构参数唯一地确定。在自由空间中，相速等于光速，即

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} = 2.9979 \times 10^8 \mathrm{m/s} \tag{2.55}$$

2.2.2.2 $\boldsymbol{E}$ 与 $\boldsymbol{H}$ 之间的关系

考虑一个在 z 方向上传播的电场，并且只包含 x 方向的分量。

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{x}} E_x \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - kz)} \tag{2.56}$$

利用法拉第定律，即式（2.28），可以得到磁场，

$$\boldsymbol{H} = \mathrm{j}\frac{1}{\omega\mu}\nabla \times \boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{y}}\frac{k}{\omega\mu}E_x \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - kz)} = \hat{\boldsymbol{y}}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}E_x \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - kz)} \tag{2.57}$$

可以看到，得出的磁场只包含 y 方向上的一个分量。正如之前讨论的，这是一个在确定的点 z 处的平面波，它在 x 和 y 两个方向上都是常量。因此

$$\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial x} = \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial y} = 0 \tag{2.58}$$

并且

$$\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial x} = \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial y} = 0 \tag{2.59}$$

由安培定律，可以得到电场的 z 分量为

$$E_z = \frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon}\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) = 0 \tag{2.60}$$

类似地，根据法拉第定律，有

$$H_z = 0 \tag{2.61}$$

因此，电场和磁场的纵向分量全部等于零；平面波的场只包含与传播方向相垂直的分量。

此外，电场与磁场彼此之间也互相垂直。考虑电场的一般形式：

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{x}} E_x + \hat{\boldsymbol{y}} E_y \tag{2.62}$$

从式（2.57）可以得出磁场，即

$$\boldsymbol{H} = -\hat{\boldsymbol{x}}\frac{k}{\omega\mu}E_y + \hat{\boldsymbol{y}}\frac{k}{\omega\mu}E_x \tag{2.63}$$

因此，可得电场和磁场的矢量积，即

$$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{H} = -\frac{k}{\omega\mu}E_xE_y + \frac{k}{\omega\mu}E_xE_y = 0 \tag{2.64}$$

综上，电磁场不仅垂直于彼此，也同时垂直于传播方向。这种波被称为横电磁波（Transverse ElectroMagnetic，TEM）。

式（2.57）所给的磁场的幅度即为电场的幅度乘以 $\sqrt{\varepsilon/\mu}$。电场和磁场分量之间的关系，可以根据下式给出：

$$|\boldsymbol{H}| = \frac{1}{\eta}|\boldsymbol{E}| \tag{2.65}$$

此处

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \frac{|\boldsymbol{E}|}{|\boldsymbol{H}|} \tag{2.66}$$

η 是媒质的特征阻抗，单位是 Ω。将自由空间中的介电常数与磁导率代入，可得自由空间的特征阻抗为

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377\Omega \tag{2.67}$$

至此，我们仅讨论了包含一个分量的电场或磁场。然而，对于场的分析可以拓展到包含多个维度分量的场。一般来说，亥姆霍兹方程即式（2.38）的解由下式给出：

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E}_0 \mathrm{e}^{\pm j\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} \tag{2.68}$$

波数矢量为

$$\boldsymbol{k} = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y + \hat{z}k_z \tag{2.69}$$

位置矢量为

$$\boldsymbol{r} = \hat{x}x + \hat{y}y + \hat{z}z \tag{2.70}$$

磁场可以由下式给出：

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{\omega\mu}\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E} \tag{2.71}$$

类似地，电场由下式给出：

$$\boldsymbol{E} = -\omega\mu\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{H} \tag{2.72}$$

2.2.3 能量和功率

电磁波的电场能量密度是

$$u_e = \frac{1}{2}\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{D} \tag{2.73}$$

而磁场能量密度是

$$u_m = \frac{1}{2}\boldsymbol{H}\cdot\boldsymbol{B} \tag{2.74}$$

电磁场的总能量密度为电场和磁场能量密度的总和。如果电磁场是在线性、均匀、无耗媒质中传播，本构参数即为时不变的，则总能量密度为

$$u = u_e + u_m = \frac{1}{2}(\varepsilon |\boldsymbol{E}|^2 + \mu |\boldsymbol{H}|^2) \tag{2.75}$$

为了计算电磁波所携带的功率，需要考虑能量密度随时间的变化率。它由下式给出：

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \varepsilon \boldsymbol{E} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \mu \boldsymbol{H} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \tag{2.76}$$

利用法拉第定律和安培定律，电场和磁场关于时间的导数为

$$\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}(\nabla \times \boldsymbol{H} - \boldsymbol{J}) \tag{2.77}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu}\nabla \times \boldsymbol{E} \tag{2.78}$$

因此，能量密度随时间的变化率为

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \boldsymbol{E} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{H}) - \boldsymbol{H} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{E}) - \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{J} \tag{2.79}$$

下面使用矢量恒等式

$$\boldsymbol{B} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{A}) - \boldsymbol{A} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{B}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{A} \times \boldsymbol{B}) \tag{2.80}$$

得到

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}) = -\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{J} \tag{2.81}$$

式（2.81）描述了电磁场系统的能量守恒，我们称之为坡印廷定理，以 J. H. Poynting 命名。左边第一项代表了能量密度的微分变化率，而第二项代表了功率流。右边电场强度与电流密度的矢量积代表了场在源处所做的功。无源情况下，能量密度的变化率与外流的功率相平衡，即

$$\nabla \cdot \boldsymbol{S} + \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \tag{2.82}$$

这里

$$\boldsymbol{S} = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H} \tag{2.83}$$

它被称为坡印廷矢量，代表了电磁波所携带的功率。对于时谐电磁场来说，坡印廷矢量由下式给出：

$$\boldsymbol{S} = \frac{1}{2}\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}^* \tag{2.84}$$

这里，* 表示共轭。式（2.82）与连续性方程式（2.6）的形式相同，而坡印廷定理则表述了能量守恒的原理，即从一个闭合曲面流出的功率净流量等于曲面内部能量密度的变化率。

2.3　波的极化

当一个时谐波通过时间与空间进行传播时，电场矢量与磁场矢量都会随之变化。电场矢量的指向为时间与空间的函数，我们称之为波的极化。指向可以在时间与空间

上保持静态或者动态变化。为了保证电磁波信号的最大接收，接收天线的极化方式必须与入射波的极化方式相匹配，这一点我们将在第4章讨论。如果天线的极化方式和入射波的极化相垂直，那么接收机硬件系统将得不到任何信号。一般情况下，入射波的极化方式会与天线的极化方式不同。在被动辐射计遥感中，入射波是全极化的，而天线仅对某一个极化方式有响应，这时，只有一半的入射波能量被接收系统接收。主动系统接收的是由系统发射后再经物体反射回来的信号。因此极化方式得到了良好匹配。然而，在实际情况中反射信号通常也会发生一些去极化，尽管这种情况比较少见。

2.3.1　线极化

在最简单的情况下，电场沿着 $x-y$ 平面中的某一方向变化，我们称之为线极化。一个线极化波可以表示为

$$\boldsymbol{E} = (\hat{\boldsymbol{x}}E_x + \hat{\boldsymbol{y}}E_y)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - kz)} \tag{2.85}$$

该场的幅度轨迹在 $x-y$ 平面是一个直线，其幅度由下式给出：

$$|\boldsymbol{E}| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \tag{2.86}$$

如图2.2所示。电场矢量与 x 轴所成的夹角为

$$\phi = \arctan\left(\frac{E_y}{E_x}\right) \tag{2.87}$$

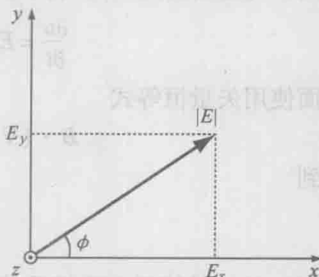


图2.2　线极化的电场矢量

电场矢量的动态性可以通过考虑式（2.85）在 z 轴某一任意位置的实部获得。为了简单起见，我们取 $z=0$。电场的实部由下式给出：

$$\mathrm{Re}\{\boldsymbol{E}\} = (\hat{\boldsymbol{x}}E_x + \hat{\boldsymbol{y}}E_y)\cos(\omega t) \tag{2.88}$$

图2.3显示了电场矢量随时间的变化。当 $\omega t=0$，矢量的幅度为正，且角度为 ϕ。当 $\omega t=\frac{\pi}{2}$ 时，余弦项为零，因此矢量的幅度为零。当 $\omega t=\pi$ 时，矢量的幅度为负，且角度为 $\phi+\pi$，与 ϕ 正好呈相反方向。因此，矢量的轨迹随时间呈现出正弦变化，如图2.4所示。

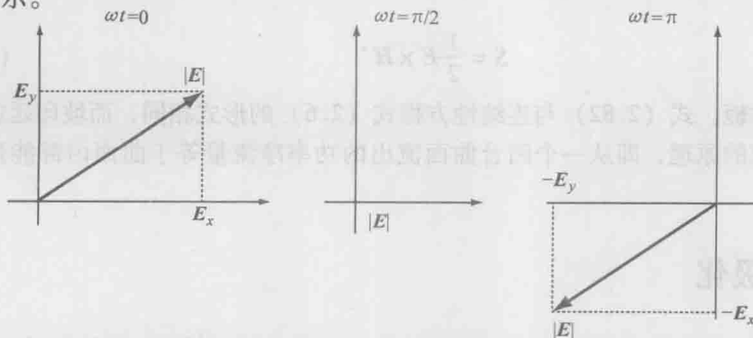


图2.3　线极化的电场矢量的指向随时间变化

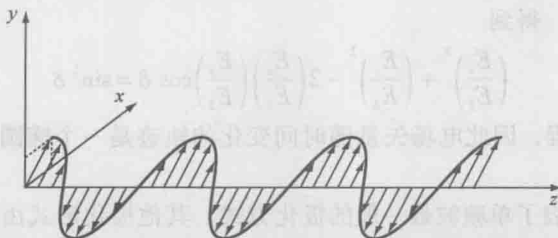


图 2.4　随着时间（或者空间）变化，线极化的电场轨迹为正弦

如果电场沿 y 方向的分量为零（$E_y=0$），则矢量的幅度为 E_x，其角度 $\phi=0$，电场沿 x 轴分布。因此，这个波是 x 方向的线极化波。类似地，如果 $E_x=0$，这个波是 y 方向的线极化波。值得注意的是，不论是空间域还是时间域上，都有同样的线性行为。之前的分析也同样可以通过固定时间分量（通常取 $t=0$），然后让空间分量 kz 变化而得到同样的正弦响应。

2.3.2　椭圆极化

线极化代表了波极化的最简单形式。单频平面波的最一般极化方式为椭圆极化，其他方式的极化均为其特殊形式。因此，任意单频波都可以由椭圆极化来描述。首先考虑一个电磁波，

$$\boldsymbol{E}=\hat{x}E_x+\hat{y}E_y \tag{2.89}$$

这里

$$E_x=E_1\cos(\omega t-kz) \tag{2.90}$$

$$E_y=E_2\cos(\omega t-kz+\delta) \tag{2.91}$$

相位 δ 代表了组成整个波的两个分量之间的相位差。为了更简单地分析椭圆极化波的动态特性，在空间上取 $z=0$ 的固定位置。波的电场分量可以表示为

$$E_x=E_1\cos\omega t \tag{2.92}$$

$$E_y=E_2\cos(\omega t+\delta)=E_2(\cos\omega t\cos\delta-\sin\omega t\sin\delta) \tag{2.93}$$

或者

$$\frac{E_x}{E_1}=\cos\omega t \tag{2.94}$$

$$\frac{E_y}{E_2}=\cos\omega t\cos\delta-\sin\omega t\sin\delta \tag{2.95}$$

将式（2.94）与式（2.95）二次方相加，我们得到

$$\left(\frac{E_x}{E_1}\right)^2+\left(\frac{E_y}{E_2}\right)^2=\cos^2\omega t+\cos^2\omega t\cos^2\delta+\sin^2\omega t\sin^2\delta-2\cos\omega t\sin\omega t\cos\delta\sin\delta \tag{2.96}$$

右侧最后一项可以写成

$$2\cos\omega t\sin\omega t\cos\delta\sin\delta=2\cos^2\omega t\cos^2\delta-2\left(\frac{E_x}{E_1}\right)\cdot\left(\frac{E_y}{E_2}\right)\cos\delta \tag{2.97}$$

将其代入式（2.96）得到

$$\left(\frac{E_x}{E_1}\right)^2+\left(\frac{E_y}{E_2}\right)^2-2\left(\frac{E_x}{E_1}\right)\left(\frac{E_y}{E_2}\right)\cos\delta=\sin^2\delta \tag{2.98}$$

这是一个椭圆的方程，因此电场矢量随时间变化的轨迹是一个椭圆。所以这种波被称为椭圆极化波。

式（2.98）代表了单频波最一般的极化方式。其他极化形式由（2.98）的特殊情况给出。当两个分量间的相位差为 $\delta=0$ 或者 π 时，极化方式即为线极化。在这种情况下，如果 $\delta=0$ 且 $E_2=0$，波就是沿着 x 方向线极化的。

一个重要的特殊情况就是 $\delta=\pm\pi/2$ 并且 $E_1=E_2=E_0$，此时由式（2.98）给出的极化变为

$$E_x^2+E_y^2=E_0^2=\text{const} \tag{2.99}$$

这是一个圆的方程，因此这种波被称为圆极化波。下面考虑，$\delta=-\frac{\pi}{2}$㊀ 并且 $E_1=E_2=E_0$ 的情况。将式（2.90）和式（2.91）代入式（2.89）得到

$$\boldsymbol{E}=\hat{\boldsymbol{x}}E_0\cos\omega t+\hat{\boldsymbol{y}}E_0\sin\omega t \tag{2.100}$$

此波是在 $z=0$ 处分析的。当波随时间传播时，电场矢量的轨迹为圆，由图 2.5 所示。当 $\omega t=0$ 时，电场指向 x 轴方向；当 $\omega t=\pi/4$ 时，电场指向与 x 轴成 45°夹角；当 $\omega t=\pi/2$ 时，电场是沿着 y 轴方向。因此，当 $\delta=-\pi/2$ 时，场沿逆时针方向画出圆轨迹，我们称之为右手圆极化，因为沿着波传播的方向轨迹符合右手定则。当 $\delta=\pi/2$ 时，电场矢量画出了一个顺时针方向的圆，因此称之为左手圆极化㊁。

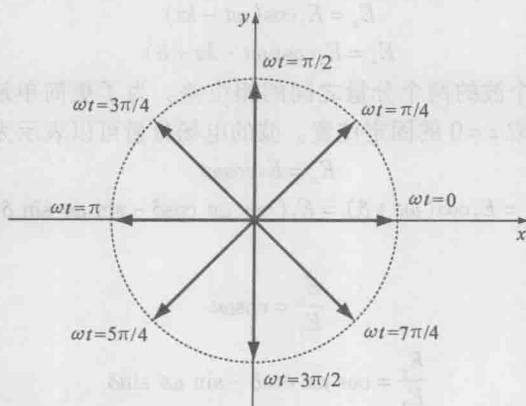


图 2.5 圆极化波矢量

㊀ 原书此处有误，应为 $\delta=-\frac{\pi}{2}$。——译者注

㊁ 原书此处有误，此处将 $\delta=\frac{\pi}{2}$ 与 $\delta=-\frac{\pi}{2}$ 互换位置。——译者注

值得注意的是，通常情况下，没有一个固定的定义波的电场矢量方向的方法。换言之，极化椭圆的轴不一定与预先设定的坐标系的轴相重合，极化椭圆的轴通常会以一定的角度偏离预定坐标系，偏转角由式（2.87）给出。对于不主动发射电磁波的被动系统尤其如此。对被动系统而言，源发出的电磁波可能是沿着任意指向的，它的极化坐标系的精确角度并不重要，重要的是波各分量间的相对角度或相对相位差，是它确定了极化的类型。在主动系统中，反射波的极化也不一定与发射波相匹配，因为物体在反射入射波时可能会改变它的极化方式。

参考文献

[1] Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics, 3rd ed.*, Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 1999.

[2] Stratton, J. A., *Electromagnetic Theory*, New York, NY: McGraw-Hill, 1941.

[3] Harrington, R. F., *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, New York, NY: McGraw-Hill, 1961.

[4] Balanis, C. A., *Advanced Engineering Electromagnetics*, Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 1989.

[5] Rothwell, E. J., and M. J. Cloud, *Electromagnetics*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2001.

第3章　媒质中的电磁波

在前一章中，我们介绍了在普通无损耗媒质中传播的电磁波的基本概念。在这一章中，我们将着重介绍在有损耗媒质中传播的电磁波，并讨论电导率导致的损耗和不同媒质边界产生的效应，以及在安防遥感中遇到的某些特殊媒质的物理特性。

在遥感中，行波所遇到的媒质主要取决于所执行的测量种类，由图3.1所示。在雷达应用中，波从雷达天线发射，通过大气传播，然后被待测物体反射。反射波在遇到接收天线之前会再一次在大气中传播。而在有人体存在的探测情况下，波的一部分能量会穿透衣物，并遇到皮肤。如果测量的目标是违禁品，波也会同时遇到人衣物下的违禁品。波也可能穿过在天线与衣物之间的墙体。在被动辐射计应用中，波是由物体本身的自然热辐射产生的，并且是通过大气传播到接收天线。如果人体是待检测物体，在到达接收天线之前，波会穿透衣物，并可能甚至穿透墙体。

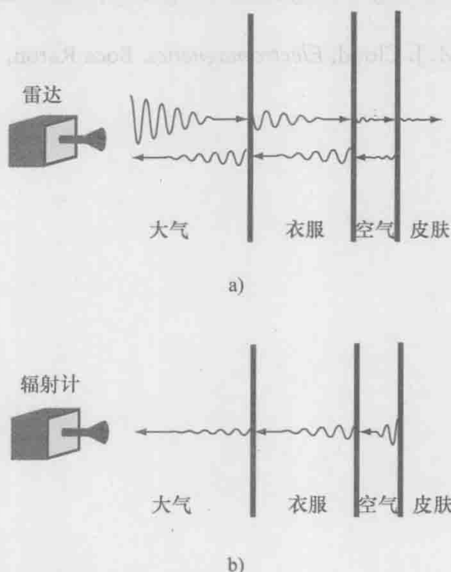


图3.1　a）雷达探测违禁品应用中涉及的媒质图示　b）存在人体时辐射计测量应用中涉及的媒质图示

在遥感中，波所遇到的特殊种类媒质，以及其物理参数构成（例如厚度等），都取决于不同的应用范围。多数情况下，行波是通过大气传播的。同时许多安防遥感的场景中，人体也会出现在测量中，人既可以作为被探测的物体，也可以作为隐匿违禁品的背景。行波传播过程中穿过多种不同的媒质，每一种媒质都具有不同的物理和电磁特性，进而影响行波的幅度与相位。当行波遇到两种不同媒质的分界面时，波的一部

分将被新媒质反射回来，而另一部分则穿透进去。因此为了更准确地设计遥感器，理解介质的损耗与媒质的分界面效应尤为重要。例如，在用雷达探测墙体后违禁品的应用中，入射波需要有足够的能量来穿透墙与衣物，然后被违禁品反射，并且再一次地穿过衣物与墙体材料；同时，为了保证足够高的检测信噪比，波还需要仍然保持有足够的能量。

这一章的开始部分将推导导行电磁波在普通的损耗介质中的效应。接着，将讨论不同媒质分界面与行波之间的相互作用。最后，本章将列出一些在毫米波微波安防遥感中遇到的特殊媒质参数，包括大气效应、墙体和衣物材料的衰减，以及不同人体组织的参数。

3.1 无界媒质中的平面波传播

在第 2 章中，普通媒质中时谐场的法拉第定律与安培定律表示为下式，

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{H} \tag{3.1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = (\mathrm{j}\omega\varepsilon + \sigma)\boldsymbol{E} \tag{3.2}$$

当电导率不为零时，波动方程可以表示为

$$\nabla^2\boldsymbol{E} + ^{\ominus}\omega^2\mu\varepsilon\left(1 - \mathrm{j}\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)\boldsymbol{E} = 0 \tag{3.3}$$

第 2 章中，我们曾讨论得出一个沿着 z 轴传播的平面波只有 x 和 y 方向的分量。考虑一个电场分量沿 x 方向的平面波，式（3.3）的解即变为

$$E_x(z) = E_0\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{1-\mathrm{j}\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}}z} = E_0\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kz} \tag{3.4}$$

此处，

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{1 - \mathrm{j}\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}} = k_r\sqrt{1 - \mathrm{j}\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}} \tag{3.5}$$

我们称之为复波数，并且

$$k_r = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} \tag{3.6}$$

它是在第 2 章中介绍的实波数。对于一个无损耗介质来说，$\sigma = 0$，式（3.5）就变成了 k_r。

复波数对于波的传播的影响，可以更简单地通过将指数变量分解成实部和虚部来确定。也就是使

$$E_x(z) = E_0\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kz} = E_0\mathrm{e}^{-\alpha z}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\beta z} \tag{3.7}$$

从式（3.5）得

$$\mathrm{j}k = \alpha + \mathrm{j}\beta = \sqrt{-\omega^2\mu\varepsilon + \mathrm{j}\omega\mu\sigma} \tag{3.8}$$

式（3.8）中的量也叫作复相位常量 $\gamma = \alpha + \mathrm{j}\beta$，因此电场分量可以写成

⊖ 此处原书有误，应为加号。——译者注

$$E_x(z)=E_0\mathrm{e}^{-\gamma z} \tag{3.9}$$

将式（3.8）平方，并且分别对实部虚部取等式，我们得到了以下关系式，

$$\alpha^2-\beta^2=-\omega^2\mu\varepsilon \tag{3.10}$$

$$2\alpha\beta=\omega\mu\sigma \tag{3.11}$$

从这里我们推导出

$$\alpha=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\left[\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}-1\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{3.12}$$

$$\beta=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\left[\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}\right)+1\right]^{\frac{1}{2}} \tag{3.13}$$

第一项 α 叫作衰减系数，或者吸收系数，单位是 Np/m；β 是相位系数，单位是 rad/m。在式（3.7）中，波的表达式中包含了衰减系数与距离的乘积的指数项，当波穿透到媒质当中时，该项导致了波幅度的衰减。而相位系数导致波在传播时相位的变化。注意当媒质的电导率为零时，

$$\alpha=0 \tag{3.14}$$

$$\beta=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}=k_r \tag{3.15}$$

并且波由下式给出，

$$E_x(z)=E_0\mathrm{e}^{-jkz} \tag{3.16}$$

该式与第2章的推导相同。这种波不会衰减，因此非电导媒质是无损耗的。

当波在一个电导媒质中传播时，幅度就会下降。当波的幅度下降到原始幅度的 $1/e$ 时，所传播的距离叫作趋肤深度 δ，可以通过下式推导得到，

$$\mathrm{e}^{-\alpha z}=1/e \tag{3.17}$$

或者

$$\delta=\frac{1}{\alpha}\mathrm{m} \tag{3.18}$$

某种特定媒质可以根据其电导率与角频率和介电常数乘积的比值来将其进行分类。特别地，损耗角正切 $\tan\delta$ 由下式定义，

$$\tan\delta=\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} \tag{3.19}$$ ⊖

它同时出现在衰减系数和相位系数的表达式当中。值得注意的是，损耗角正切并不是趋肤深度 δ 的正切。具有大损耗角正切的材料有着高电导率与高损耗；反之，小损耗角正切代表了低损耗。

波的相速可以由相位常量给出，

$$v=\frac{\omega}{\beta} \tag{3.20}$$

同时它的波长由下式给出，

⊖ 原书有误，$\frac{\sigma}{\mu\varepsilon}$应为$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$。——译者注

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \tag{3.21}$$

3.1.1　良导体

如果媒质的电导率远远大于介电常数与角频率的乘积，该媒质即为良导体。这种媒质也是高损耗的，它的衰减非常明显。一个良导体媒质由下式定义，

$$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} >> 1 \ (\tan\delta >> 1) \tag{3.22}$$

式（3.12）与式（3.13）中的根号项可以由下式来近似，

$$\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}+1 \approx \frac{\sigma}{\omega\varepsilon}+1 \approx \frac{\sigma}{\omega\varepsilon} = \tan\delta \tag{3.23}$$

因此我们得出衰减和相位系数

$$\alpha \approx \omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}\tan\delta} = \sqrt{\frac{1}{2}\omega\mu\sigma} \tag{3.24}$$

$$\beta \approx \omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}\tan\delta} = \sqrt{\frac{1}{2}\omega\mu\sigma} \tag{3.25}$$

波动方程的解由下式给出，

$$E_x(z) = E_0 \mathrm{e}^{-(1+\mathrm{j})\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z} \tag{3.26}$$

从式（3.18）和式（3.24）得出，良导体的趋肤深度为

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \tag{3.27}$$

因为 σ 非常大，所以趋肤深度很小。对于如金、铜、铝这样的良导体来说，趋肤深度在 10GHz 时的数量级为 8×10^{-10}m。因此，导体上面的大部分电流都被限制在表面上；当波向媒质当中传播时，能量迅速地衰减。理想导体有着无穷大的电导率，因此趋肤深度为零，行波是无法穿入理想导体内部的。所以，理想导体内部没有任何的场。

3.1.2　良介质

与良导体相对的，良介质是由相比于介电常数和角频率的乘积较小的电导率来定义的，因此有着相对小的损耗。由下式给出

$$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} << 1 \ (\tan\delta << 1)^{\ominus} \tag{3.28}$$

运用二项式定理，式（3.12）中的根号项可以写为

$$\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2} = 1+\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2-\frac{1}{8}\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^4\cdots \approx 1+\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2 \tag{3.29}$$

⊖ 原书有误，$\frac{\sigma}{\mu\varepsilon}$应为$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$。——译者注

根据式（3.12），高次项可以忽略不计，我们只保留前两项。衰减常数可以写为

$$\alpha \approx \omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2} = \frac{1}{2}k_r\tan\delta = \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tag{3.30}$$

相似地，我们得到相位常数，

$$\beta \approx \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = k_r \tag{3.31}$$

在该推导中，我们只保留了二项式展开中的第一项。因此波的形式由下式给出，

$$E_x(z) = E_0 e^{-\frac{1}{2}k_r\tan\delta z} e^{-jk_r z} \tag{3.32}$$

因此，从式（3.18）和式（3.30）可以得出良介质的趋肤深度为

$$\delta = \frac{2}{k_r\tan\delta} \tag{3.33}$$

3.1.3 媒质中的波阻抗

我们在第2章中讨论过，横波的电场矢量与磁场矢量是相互垂直的。同时由在 x 方向的电场分量给出的磁场分量为

$$H_y = j\frac{1}{\omega\mu}\frac{\partial E_x}{\partial z} \tag{3.34}$$

在损耗媒质中，这个结果可以写成

$$H_y = -j\frac{\alpha + j\beta}{\omega\mu}E_x = -j\frac{\gamma}{\omega\mu}E_x \tag{3.35}$$

波阻抗是电场和磁场分量的比值，因此由下式给出

$$\eta = \frac{E_x}{H_y} = j\frac{\omega\mu}{\gamma} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \tag{3.36}$$

对于良介质来说，波阻抗由下式给出

$$\eta \approx \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tag{3.37}$$

类似地，良导体的波阻抗由下式给出

$$\eta \approx \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} = (1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}} \tag{3.38}$$

3.1.4 复介电常数与色散

考虑时谐场的安培定律，

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = (\sigma + j\omega\varepsilon)\boldsymbol{E} \tag{3.39}$$

媒质的介电常数可以定义为

$$\varepsilon_C = \varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \tag{3.40}$$

该式为复介电常数，因此安培定律也可以写成

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = j\omega\varepsilon_C\boldsymbol{E} \tag{3.41}$$

类似地，复磁导率可以写成

$$\mu_C = \mu' - \mathrm{j}\mu'' \tag{3.42}$$

大多数媒质有非复数的磁导率，磁导率的虚部为零，因此可以简化为$\mu_C = \mu$。介电常数的实部可以由$\varepsilon' = \varepsilon$给出，而介电常数的虚部由式（3.40）通过电导率定义给出

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\omega} \tag{3.43}$$

以式（3.40）和式（3.42）的形式给出衰减系数与相位系数的表达式，

$$\alpha = \omega\sqrt{\mu'\varepsilon''}\left\{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\left(1+\frac{\varepsilon''^2}{\varepsilon'^2}\right)\left(1+\frac{\mu''^2}{\mu'^2}\right)} - \left(1-\frac{\mu''\varepsilon''}{\mu'\varepsilon'}\right)\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{3.44}$$

$$\beta = \omega\sqrt{\mu'\varepsilon''}\left\{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\left(1+\frac{\varepsilon''^2}{\varepsilon'^2}\right)\left(1+\frac{\mu''^2}{\mu'^2}\right)} + \left(1-\frac{\mu''\varepsilon''}{\mu'\varepsilon'}\right)\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{3.45}$$

对于非复磁导率来说，则可以简化为式（3.12）与式（3.13）的形式。在本书的剩余部分中为了简化，不论是复数还是实数，ε和μ都将分别表示介电常数和磁导率。

通常，介电常数和磁导率相对于频率都不是恒定不变的，即

$$\varepsilon \rightarrow \varepsilon(\omega), \mu \rightarrow \mu(\omega) \tag{3.46}$$

然而通常大多数媒质的磁导率相对于频率的变化并不大。频率依赖性的相对介电常数取决于媒质的很多性质，并且由下式给出[1]，

$$\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0} = 1 + \sum_i \frac{\omega_{p,i}^2}{\omega_i^2 - \omega^2 + \mathrm{j}\omega^2\Gamma_i} \tag{3.47}$$

式中，$\omega_{p,i}$是媒质的等离子体频率；ω_i是偶极矩谐振频率；Γ_i是阻尼系数。

如果取频率无限趋近于零，介电常数变为

$$\lim_{\omega\rightarrow 0}\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0} = 1 + \sum_i \frac{\omega_{p,i}^2}{\omega_i^2} \tag{3.48}$$

该式为媒质的静电或者是直流相对介电常数。当频率趋近于无穷时，相对介电常数的实部与虚部的分量由下式给出，

$$\lim_{\omega\rightarrow\infty}\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon_0} = 1 - \omega^{-2}\sum_i \omega_{p,i}^2 \tag{3.49}$$

$$\lim_{\omega\rightarrow\infty}\frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon_0} = -2\omega^{-3}\sum_i \omega_{p,i}^2\Gamma_i \tag{3.50}$$

该式是等离子体的相对介电常数的实部和虚部分量。复介电常数的实部与虚部分量并不是相互独立的，它们通过克拉茂－克郎尼变换关系相互联系起来[2,3]。

$$\varepsilon'(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi}P\int_0^\infty \frac{\omega'\varepsilon''}{\omega'^2 - \omega^2}\mathrm{d}\omega' \tag{3.51}$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{2\omega}{\pi}P\int_0^\infty \frac{1-\varepsilon'}{\omega'^2 - \omega^2}\mathrm{d}\omega' \tag{3.52}$$

式中，σ_0是媒质的静电（直流）电导率；$P\int$表示了积分的主值，将0与ω排除在积分限外。

行波对于介电常数与磁导率的依赖性效果体现在波的相速上，

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu(\omega)\varepsilon(\omega)}} \tag{3.53}$$

因此相速是频率的函数，而一个非单频波的不同频率分量会有不同的相速，我们称这种现象为波的色散。关于色散，可以通过电磁方波脉冲来演示。方波包含了多个频率分量，而每个频率分量会有细微不同的相速，其中一些分量传播得快而另外一些分量则传播得慢，因此脉冲的形状就会被展宽。如图 3.2 所示，当波在媒质中的传播距离增加时，脉冲的形变也会随之加剧。具有足够窄频带的波可以近似等效为单频波，此时介电常数与磁导率就可以等效为常数。这种情况下，波的色散可以忽略不计。然而实际上所有的波都会经历色散，一个波可以被看作是很多单频波的叠加，每个单频波都有不同的相速系数。

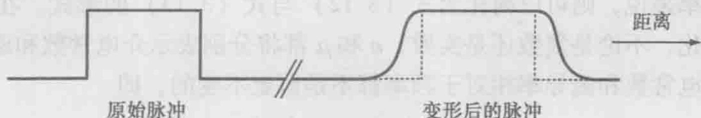


图 3.2 媒质中方波的色散

3.2 平面波在有界媒质中的传播

前面的分析主要讨论了平面波在均匀无界媒质中的传播。当两种不同的媒质相连时，在交界面处会有本构参数的不连续性，因而影响了两种媒质中的电磁波。在一种无界媒质中所推导的波传播特性，并不适用于平面波穿透媒质边界的情况；然而，如果边界两侧的场是已知的，场的解则可以通过从一种媒质到另一种媒质的推导得到。

规定边界上场行为的条件，称之为边界条件或者跳跃条件，并且该条件是从麦克斯韦方程组中推导出来的[3,4]。共有两组规定了边界上场的切向分量与垂直分量的边界条件。考虑图 3.3 描述的情况，两个包含了不同媒质的区域由包含了电流与磁流的边界分隔开来。切向的边界条件是

$$\hat{\boldsymbol{n}} \times (\boldsymbol{E}_1 - \boldsymbol{E}_2) = -\boldsymbol{J}_m \tag{3.54}$$

$$\hat{\boldsymbol{n}} \times (\boldsymbol{H}_1 - \boldsymbol{H}_2) = \boldsymbol{J} \tag{3.55}$$

因此，电场切向分量的差异必须等于边界上的磁流密度，而磁场切向分量的差异则等于电流密度。垂直方向的边界条件为

$$\hat{\boldsymbol{n}} \cdot (\boldsymbol{D}_1 - \boldsymbol{D}_2) = \rho \tag{3.56}$$

$$\hat{\boldsymbol{n}} \cdot (\boldsymbol{B}_1 - \boldsymbol{B}_2) = \rho_m \tag{3.57}$$

因此，场垂直分量的不连续性是由在边界表面上的电荷密度导致的。

如果边界上没有源，则边界条件为

$$\hat{\boldsymbol{n}} \times (\boldsymbol{E}_1 - \boldsymbol{E}_2) = 0 \tag{3.58}$$

$$\hat{\boldsymbol{n}} \times (\boldsymbol{H}_1 - \boldsymbol{H}_2) = 0 \tag{3.59}$$

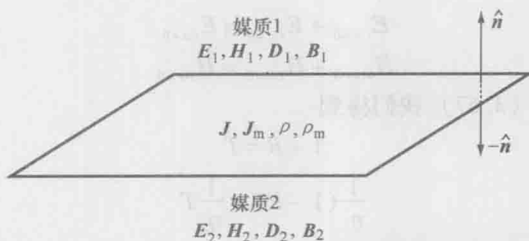


图 3.3　两种媒质在边界上的电磁场与源

$$\hat{\boldsymbol{n}} \cdot (\boldsymbol{D}_1 - \boldsymbol{D}_2) = 0 \tag{3.60}$$

$$\hat{\boldsymbol{n}} \cdot (\boldsymbol{B}_1 - \boldsymbol{B}_2) = 0 \tag{3.61}$$

因此当边界表面上不存在源时，场在边界上的切向与垂直分量是连续的。

3.2.1　垂直入射时波的反射与透射

当平面波入射到两种媒质的分界面上时，波的一部分会被表面反射回媒质 1，而另一部分则透射到媒质 2 中。假定有一个沿 z 方向传播的平面波，垂直入射到 $z=0$ 处的无源边界上，如图 3.4 所示。入射电场可以由下式给出，

$$\boldsymbol{E}_i = \hat{x} E_0 e^{-jk_1 z} \tag{3.62}$$

根据安培定则，入射磁场由下式给出

$$\boldsymbol{H}_i = \hat{y} \frac{E_0}{\eta_1} e^{-jk_1 z} \tag{3.63}$$

被边界反射回媒质 1 中的场由下式给出

$$\boldsymbol{E}_r = \hat{x} R E_0 e^{+jk_1 z} \tag{3.64}$$

$$\boldsymbol{H}_r = -\hat{y} R \frac{E_0}{\eta_1} e^{+jk_1 z} \tag{3.65}$$

其中，R 表示反射系数，它是由反射波的幅度在入射波的幅度中所占比例来定义的。透射到第二种媒质中的场由下式给出，

$$\boldsymbol{E}_t = \hat{x} T E_0 e^{-jk_2 z} \tag{3.66}$$

$$\boldsymbol{H}_t = \hat{y} T \frac{E_0}{\eta_2} e^{-jk_2 z} \tag{3.67}$$

其中，T 是透射系数，它表示了透射入媒质 2 中的波的幅度所占的比例。

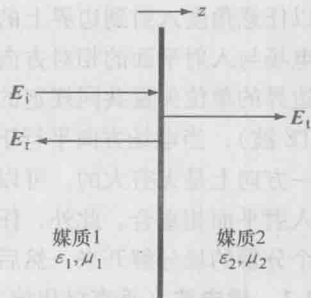


图 3.4　垂直入射波在两种媒质边界的反射与透射

我们使用边界条件来确定透射与反射系数，并在两种媒质的边界上进行求解。因为波是垂直入射的，平面波的电场与磁场矢量方向都垂直于传播方向，所以式（3.62）~式（3.67）所给出的场全部与边界表面相切。因为边界上没有源，所以根据边界条件，边界两边的切向场相等，即

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}|z=0}+\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}|z=0}=\boldsymbol{E}_{\mathrm{t}|z=0} \tag{3.68}$$

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{i}|z=0}+\boldsymbol{H}_{\mathrm{r}|z=0}=\boldsymbol{H}_{\mathrm{t}|z=0} \tag{3.69}$$

代入式（3.62）~式（3.67）我们得到

$$1+R=T \tag{3.70}$$

$$\frac{1}{\eta_1}(1-R)=\frac{1}{\eta_2}T \tag{3.71}$$

根据式（3.70）和式（3.71）解得 R 和 T，

$$R=\frac{\eta_2-\eta_1}{\eta_2+\eta_1} \tag{3.72}$$

$$T=\frac{2\eta_2}{\eta_2+\eta_1} \tag{3.73}$$

因此，垂直入射平面波的反射系数与透射系数可以只通过媒质的特征阻抗来确定。当 $\eta_1=\eta_2$ 时，得到 $R=0$ 并且 $T=1$，此时波全部透射到了第二种媒质中，没有发生任何反射。

通过式（3.62）和式（3.64）对 R 进行推导，可以得到媒质1中任意一点 z_0 处的反射系数，

$$R|_{z=z_0}=\frac{\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}(z=z_0)}{\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}(z=z_0)}=R\mathrm{e}^{\mathrm{j}2k_1z_0} \tag{3.74}$$

类似地，离开边界处任意一点的透射系数也可以通过媒质2中点 z_2 处的透射波与媒质1中点 z_1 处的入射波来确定，

$$T|_{z=z_1,z_2}=\frac{\boldsymbol{E}_{\mathrm{t}}(z=z_2)}{\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}(z=z_1)}=T\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(k_2z_2-k_1z_1)} \tag{3.75}$$

3.2.2 任意入射时波的反射与透射

以任意角度入射到边界上的入射波，总可以划分成为两种极化中的一种，我们是根据电场与入射平面的相对方向来进行划分的。其中入射平面是由波的方向矢量与垂直于边界的单位矢量共同规定的平面。当电场方向垂直于入射平面时我们称之为横电波（TE 波）；当电场方向平行于入射平面时，我们称之为横磁波（TM 波）。假定边界在某一方向上是无穷大的，可以通过任意规定坐标轴，使其与两种入射极化波中的一种的入射平面相重合。此外，任意的波都可以被认为是 TE 与 TM 波的叠加，这样可以将各个分量的场分解开来，然后对它们分别进行分析。

3.2.2.1 横电波（垂直极化波）入射

TE 波入射到一个表面上所产生的入射场、反射场与透射场如图 3.5 所示，并且由下式给出

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}=\hat{\boldsymbol{y}}E_0\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_1(\sin\theta_{\mathrm{i}}x+\cos\theta_{\mathrm{i}}z)} \tag{3.76}$$

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}=\hat{\boldsymbol{y}}R_{\perp}E_0\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_1(\sin\theta_{\mathrm{r}}x-\cos\theta_{\mathrm{r}}z)} \tag{3.77}$$

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{t}}=\hat{\boldsymbol{y}}T_{\perp}E_0\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_2(\sin\theta_{\mathrm{t}}x+\cos\theta_{\mathrm{t}}z)} \tag{3.78}$$

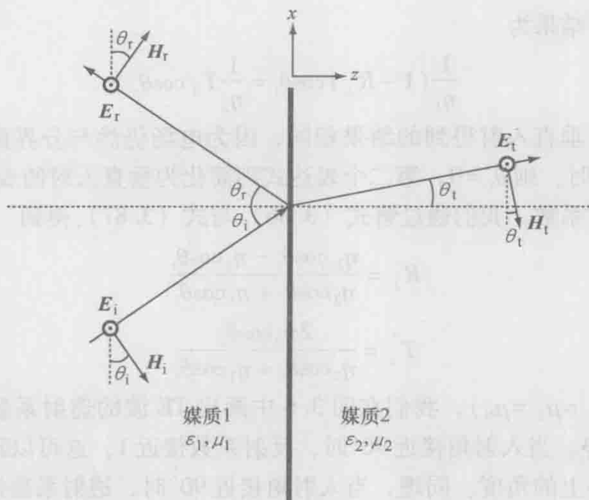


图 3.5　横电波以任意角度入射到边界上

$$\boldsymbol{H}_i = (-\hat{\boldsymbol{x}}\cos\theta_i + \hat{\boldsymbol{z}}\sin\theta_i)\frac{E_0}{\eta_1}e^{-jk_1(\sin\theta_i x + \cos\theta_i z)} \tag{3.79}$$

$$\boldsymbol{H}_r = (\hat{\boldsymbol{x}}\cos\theta_r + \hat{\boldsymbol{z}}\sin\theta_r)R_\perp\frac{E_0}{\eta_1}e^{-jk_1(\sin\theta_r x - \cos\theta_r z)} \tag{3.80}$$

$$\boldsymbol{H}_t = (-\hat{\boldsymbol{x}}\cos\theta_t + \hat{\boldsymbol{z}}\sin\theta_t)T_\perp\frac{E_0}{\eta_2}e^{-jk_2(\sin\theta_t x + \cos\theta_t z)} \tag{3.81}$$

$R_\perp$ 与 $T_\perp$ 分别表示 TE 波（或者垂直极化）的反射和透射系数。我们可以根据边界条件推导出两个明显的关于入射、反射和折射角度的关系式。因 $z=0$ 处的切向场是连续的，所以边界上场的相位分量必须相等，所以

$$k_1\sin\theta_i = k_1\sin\theta_r = k_2\sin\theta_t \tag{3.82}$$

从第一个等式中我们推导出

$$\theta_i = \theta_r \tag{3.83}$$

我们称之为斯涅耳反射定律，即反射波从边界传播出去的角度等于入射波的角度。从第二个等式我们得出

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\sin\theta_t}{\sin\theta_i} \tag{3.84}$$

我们称之为斯涅耳折射定律。该定律表述了透射波的角度可以由入射波的角度以及两种媒质的波数来决定。

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{k_1}{k_2}\sin\theta_i\right) \tag{3.85}$$

同垂直入射的情况类似，TE 波的反射与透射系数也可以通过边界条件上的切向分量等式来推导。通过在 $z=0$ 处的电场得到的结果为

$$1 + R_\perp = T_\perp \tag{3.86}$$

而通过磁场得到的结果为

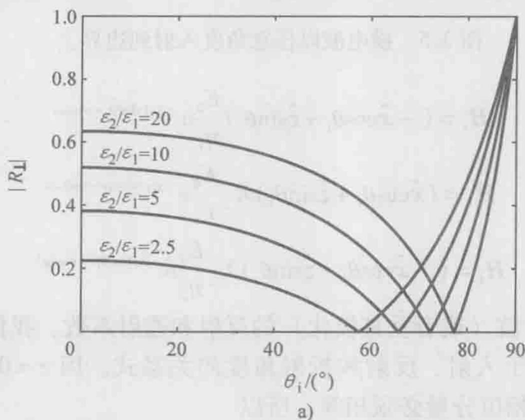
$$\frac{1}{\eta_1}(1-R_\perp)\cos\theta_i=\frac{1}{\eta_2}T_\perp\cos\theta_t \tag{3.87}$$

第一个表达式与从垂直入射得到的结果相同，因为电场仍然与分界面相平行。根据式（3.85），当 $\theta_i=0$ 时，则 $\theta_t=0$，第二个表达式则简化为垂直入射的表达式。对于TE波的反射系数与透射系数，我们通过解式（3.86）与式（3.87）得到

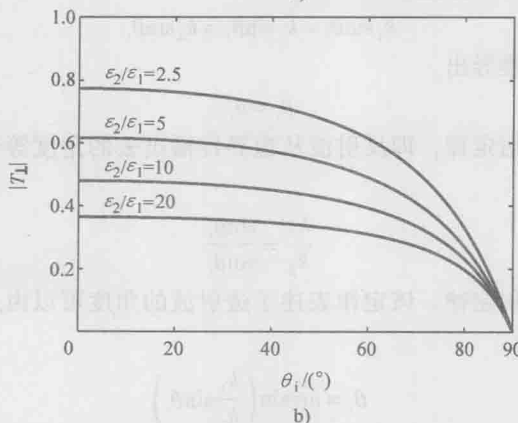
$$R_\perp=\frac{\eta_2\cos\theta_i-\eta_1\cos\theta_t}{\eta_2\cos\theta_i+\eta_1\cos\theta_t} \tag{3.88}$$

$$T_\perp=\frac{2\eta_2\cos\theta_i}{\eta_2\cos\theta_i+\eta_1\cos\theta_t} \tag{3.89}$$

对于非磁媒质（$\mu_1=\mu_2=\mu_0$），我们在图3.6中画出TE波的透射系数与反射系数随入射角 θ_i 的变化趋势。当入射角接近90°时，反射系数接近1，这可以理解为入射角达到了不再入射到边界上的角度。同理，当入射角接近90°时，透射系数接近零。



a)



b)

图3.6 TE波反射系数（图a）透射系数（图b）随入射角变化

3.2.2.2 横磁波（平行极化波）入射

对于 TM 入射波的电场和磁场分量如图 3.7 所示，并由下式给出，

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}} = (\hat{\boldsymbol{x}}\cos\theta_{\mathrm{i}} - \hat{\boldsymbol{z}}\sin\theta_{\mathrm{i}})E_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_1(\sin\theta_{\mathrm{i}}x + \cos\theta_{\mathrm{i}}z)} \tag{3.90}$$

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}} = (\hat{\boldsymbol{x}}\cos\theta_{\mathrm{r}} + \hat{\boldsymbol{z}}\sin\theta_{\mathrm{r}})R_{\parallel} E_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_1(\sin\theta_{\mathrm{r}}x - \cos\theta_{\mathrm{r}}z)} \tag{3.91}$$

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{t}} = (\hat{\boldsymbol{x}}\cos\theta_{\mathrm{t}} - \hat{\boldsymbol{z}}\sin\theta_{\mathrm{t}})T_{\parallel} E_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_2(\sin\theta_{\mathrm{t}}x + \cos\theta_{\mathrm{t}}z)} \tag{3.92}$$

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{i}} = \hat{\boldsymbol{y}}\frac{E_0}{\eta_1}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_1(\sin\theta_{\mathrm{i}}x + \cos\theta_{\mathrm{i}}z)} \tag{3.93}$$

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{r}} = -\hat{\boldsymbol{y}}R_{\parallel}\frac{E_0}{\eta_1}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_1(\sin\theta_{\mathrm{r}}x - \cos\theta_{\mathrm{r}}z)} \tag{3.94}$$

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{t}} = \hat{\boldsymbol{y}}T_{\parallel}\frac{E_0}{\eta_2}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_2(\sin\theta_{\mathrm{t}}x + \cos\theta_{\mathrm{t}}z)} \tag{3.95}$$

对边界上的相位取等式，我们可以得到与式（3.83）和式（3.84）相同的表达式。取边界上的切向场等式，我们得到

$$(1 + R_{\parallel})\cos\theta_{\mathrm{i}} = T_{\parallel}\cos\theta_{\mathrm{t}} \tag{3.96}$$

$$\frac{1}{\eta_1}(1 - R_{\parallel}) = \frac{1}{\eta_2}T_{\parallel} \tag{3.97}$$

通过同时解式（3.96）和式（3.97）我们得到 TM 波的反射系数与透射系数，

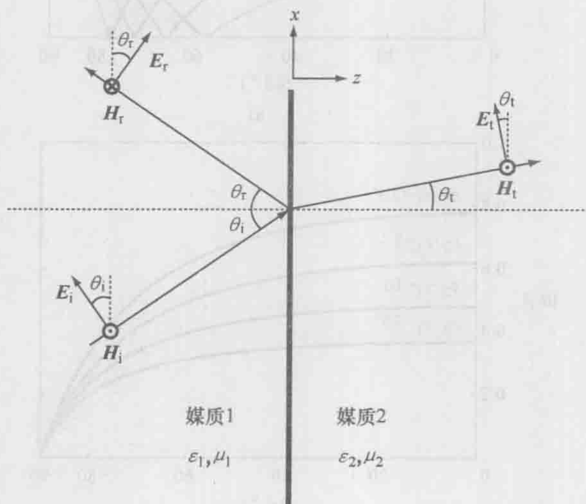


图 3.7　边界上任意角度入射的横磁波

$$R_{\parallel} = \frac{\eta_2\cos\theta_{\mathrm{t}} - \eta_1\cos\theta_{\mathrm{i}}}{\eta_2\cos\theta_{\mathrm{t}} + \eta_1\cos\theta_{\mathrm{i}}} \tag{3.98}$$

$$T_{\parallel} = \frac{2\eta_2\cos\theta_{\mathrm{i}}}{\eta_2\cos\theta_{\mathrm{t}} + \eta_1\cos\theta_{\mathrm{i}}} \tag{3.99}$$

对于非磁媒质（$\mu_1=\mu_2=\mu_0$）来说，我们在图3.8中画出TM波的透射系数与反射系数随入射角θ_i变化的趋势。透射系数大小与TE波的变化趋势相类似，当入射角变大时趋近于零。而反射系数大小却表现出与TE波不同的变化趋势：存在一个入射角度使反射系数为零，传播方向上的能量全部透射到第二种媒质当中。这个角叫作布儒斯特角，我们将在3.2.4中讨论更多的细节。

3.2.3 功率反射系数与透射系数

坡印廷矢量给出了行波的功率，被边界反射和透射的波的功率是由坡印廷矢量垂直于边界的分量给出的。因此，被边界反射或透射的坡印廷矢量的垂直分量可以由入射坡印廷矢量的垂直分量给出，

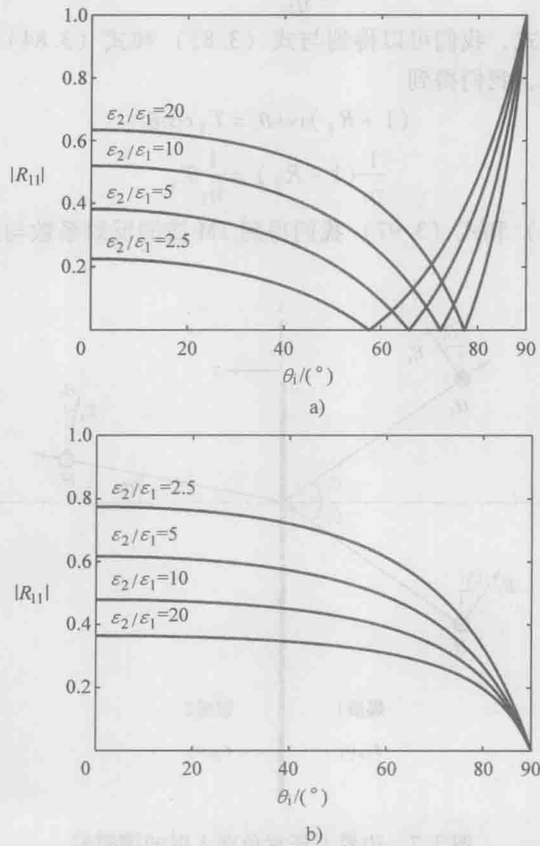


图3.8 TM波的反射系数（图a）透射系数（图b）与入射角之间的函数关系

$$\hat{z}\cdot\boldsymbol{S}_\gamma=-\hat{z}\cdot\Gamma\boldsymbol{S}_i \tag{3.100}$$

$$\hat{z}\cdot\boldsymbol{S}_t=\hat{z}\cdot\gamma\boldsymbol{S}_i \tag{3.101}$$

Γ与γ分别表示了功率的反射与透射系数，分别叫作反射率和透射率。根据能量守恒

定律，反射率和折射率可以通过下式联系到一起，

$$\Gamma+\gamma=1 \tag{3.102}$$

对于TE波和TM波，反射率与折射率都可以通过坡印廷矢量的垂直分量来推导。对于一个入射TE波来说，垂直于边界的坡印廷矢量分量是

$$\hat{z}\cdot\boldsymbol{S}_{\mathrm{i}}=\frac{1}{2}\hat{z}\cdot(\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{i}}^{*})=\hat{z}\cos\theta_{\mathrm{i}}\frac{|E_0|^2}{2\eta_1} \tag{3.103}$$

$$\hat{z}\cdot\boldsymbol{S}_{\mathrm{r}}=\frac{1}{2}\hat{z}\cdot(\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{r}}^{*})=-\hat{z}\cos\theta_{\mathrm{i}}\frac{|R_{\perp}E_0|^2}{2\eta_1}=-\hat{z}|R_{\perp}|^2\boldsymbol{S}_{\mathrm{i}} \tag{3.104}$$

$$\hat{z}\cdot\boldsymbol{S}_{\mathrm{t}}=\frac{1}{2}\hat{z}\cdot(\boldsymbol{E}_{\mathrm{t}}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{t}}^{*})=\hat{z}\cos\theta_{\mathrm{t}}\frac{|T_{\perp}E_0|^2}{2\eta_2}=\hat{z}|T_{\perp}|^2\frac{\eta_2\cos\theta_{\mathrm{i}}}{\eta_1\cos\theta_{\mathrm{t}}}\boldsymbol{S}_{\mathrm{i}} \tag{3.105}$$

将式（3.100）与式（3.104）联立，式（3.101）与式（3.105）联立，我们得到垂直反射率与垂直透射率的表达式

$$\Gamma_{\perp}=|R_{\perp}|^2 \tag{3.106}$$

$$\gamma_{\perp}=|T_{\perp}|^2\frac{\eta_2\cos\theta_{\mathrm{i}}}{\eta_1\cos\theta_{\mathrm{t}}} \tag{3.107}$$

对于TM波的入射可以得到类似的表达式，我们得到平行反射率与平行透射率为

$$\Gamma_{\parallel}=|R_{\parallel}|^2 \tag{3.108}$$

$$\gamma_{\parallel}=|T_{\parallel}|^2\frac{\eta_2\cos\theta_{\mathrm{t}}}{\eta_1\cos\theta_{\mathrm{i}}} \tag{3.109}$$

因此，对于两种极化方式来说，功率的反射系数即为反射系数的二次方，而透射系数等于透射系数的二次方再乘以阻抗与入射波和透射波角度的余弦之比。对于垂直入射波来说，透射率则简化为透射系数的二次方。

3.2.4 全透射与全反射

如3.2.2.2中所讲，存在一个角度使入射波全部透射到第二种介质中，并且没有反射，这个角度叫作布儒斯特角 θ_B。除了布儒斯特角，还存在一个角度使边界上的入射功率全部被边界反射，我们称这个角度为临界角 θ_c。布儒斯特角可以通过令 $R_{\perp}=R_{\parallel}=0$，同时解式（3.88）与式（3.98）得到入射角。结果为[1]

$$\theta_{B\perp}=\arcsin\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_1}\frac{\mu_1\varepsilon_2-\mu_2\varepsilon_1}{\mu_1^2-\mu_2^2}} \tag{3.110}$$

$$\theta_{B\parallel}=\arcsin\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_1}\frac{\mu_2\varepsilon_1-\mu_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2}} \tag{3.111}$$

对于非磁性材料来说，两种媒质的磁导率几乎相等。在这种情况下，式（3.110）是一个物理上不存在的角度，因此对于垂直极化波（TE波）来说，并不存在使反射系数为零且所有能量都传播到第二种媒质中的角度。然而这个角度对于平行极化波（TM波）来说确实存在。当两种媒质的磁导率相等时，式（3.111）化简为

$$\theta_{B\parallel} = \arctan\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \tag{3.112}$$

即当 $\theta_i = \theta_{B\parallel}$ 时，不存在反射波。尽管透射系数在这个角度上并不等于1，但波在 z 方向上的入射功率全部透射到了第二种媒质中。可以通过式（3.102）和式（3.108）得出这个结论，反射系数等于零，反射率也是零，因此透射率为1。

临界角是使入射波完全反射的角度，可以通过式（3.84）斯涅耳定律得到。当 $\theta_t \geqslant 90°$ 时，在第二种媒质中透射波将不再存在。因此，临界角可以通过设置斯涅耳定律中的透射角等于90°来得到，

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{k_2}{k_1}\right) = \arcsin\sqrt{\frac{\mu_2\varepsilon_2}{\mu_1\varepsilon_1}} \tag{3.113}$$

通过反射率的定义与上式，可以发现当 $\theta_i \geqslant \theta_c$ 时[5]，

$$\Gamma_\perp = \Gamma_\parallel = 1 \tag{3.114}$$

因此

$$|R_\perp| = |R_\parallel| = 1 \tag{3.115}$$

因此波全部被边界所反射。

3.2.5　分层介质

在安全感知的应用中，行波经常会遇到多层不同媒质。例如，检测隐匿物体时，在投射到隐匿物体之前，入射波会遇到一层或者多层衣物，或者本身就有很多层的人的皮肤。这种多层媒质有多层分界面，每一个分界面都会反射或者透射一部分波的能量。对于入射波与不同媒质层相互作用的分析，可以紧接着上一章节中关于一个边界的讨论来进行；然而，内部层间的多次反射效应会使多层媒质的分析变得复杂，尤其当反射系数不小的时候。多层媒质的整体综合性质，可以通过从外层的第一个媒质层开始，通过波向另一边传播，递推地推导出结果。该推导可以通过矩阵公式来完成[6]，或者通过第 $n-1$ 层和第 $n+1$ 层媒质的性质来定义第 n 层性质的递推公式（见图3.9）。

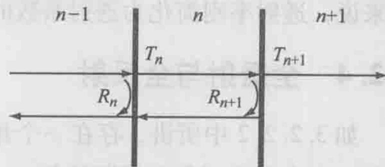


图3.9　多层媒质的反射和透射

可以通过场在媒质中的幅度来推导 R^b 和 T^b，这两个参量分别表示将各层媒质看成一个整体的整体反射系数和整体透射系数，如图3.10所示。每一层（除了最后半无穷大的媒质）都包含了入射波（或者叫作前向行波）与反射波（或者叫作后向行波）。对于TE波，第 n 层的入射电场与反射电场由下式给出[1]，

$$\boldsymbol{E}_i^{(n)} = \hat{y} a_{n+1} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}[k_x^{(n)}x + k_z^{(n)}\Delta z_n]} \tag{3.116}$$

$$\boldsymbol{E}_r^{(n)} = \hat{y} b_{n+1} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}[k_x^{(n)}x - k_z^{(n)}\Delta z_n]} \tag{3.117}$$

其中 a_{n+1} 和 b_{n+1} 是第 n 层中入射波和反射波的幅度，并且

$$\Delta z_n = z_{n+1} - z_n \tag{3.118}$$

表示了第 n 层的厚度。在 $n=0$ 层，入射波定义为投射到第一层媒质之前的原始入射波。在最后一层 $n=N$，没有反射波存在。场幅度的推导可以根据分界面上的边界条件得到，其结果为[1]

$$a_{n+1}=a_n\frac{(1+R_n)\,\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}}{1+R_nR_{n+1}^b\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}} \tag{3.119}$$

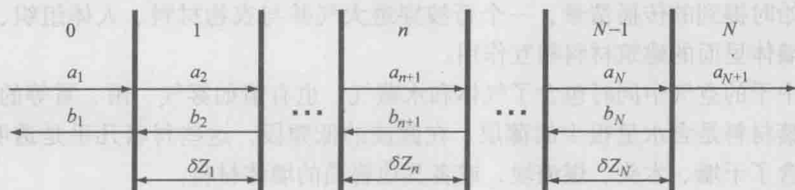


图 3.10　分层媒质中的入射波和反射波的幅度

$$b_n=a_n\frac{R_n+R_{n+1}^b\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}}{1+R_nR_{n+1}^b\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}} \tag{3.120}$$

第 n 和 $n-1$ 层之间的反射系数为

$$R_n=\frac{\eta_n-\eta_{n-1}}{\eta_n+\eta_{n-1}} \tag{3.121}$$

第 n 层的总体反射系数则为

$$R_n^b=\frac{b_n}{a_n}=\frac{R_n+R_{n+1}^b\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}}{1+R_nR_{n+1}^b\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}} \tag{3.122}$$

式（3.122）代表了从第 n 层到第 N 层的反射系数，并且可以通过递推关系来定义 n 层之后的各层反射系数。第 n 层的总体透射系数为

$$T_{n+1}^b=\frac{a_{n+1}}{a_n}=\frac{(1+R_n)\,\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}}{1+R_nR_{n+1}^b\mathrm{e}^{-jk\delta z_n}} \tag{3.123}$$

对于后面的各层也都有着相似的定义。

由于总体透射与反射系数都依赖于第 n 层之后的各层，所以递推是从最后一层 n 这个半无穷层开始的。因为这层是半无穷的，所以 $R_{N+1}=0$，从式（3.122）可知总体反射系数为

$$R_N^b=R_N \tag{3.124}$$

最后一层的透射系数可以同理分析，半无穷平面 $\Delta z_n=0$ 得出

$$T_N^b=1+R_N=T_N \tag{3.125}$$

初始边界处的整体反射系数与整体透射系数也可以通过式（3.122）和式（3.123）递推得到。

如果所有媒质层的整体反射系数足够小（$R_{n+1}^b\ll 1$），那么整体的反射与透射系数可以由下式近似得到，

$$R_n^b\approx R_n+R_{n+1}^b\mathrm{e}^{-jk\delta z_n} \tag{3.126}$$

$$T_{n+1}^b\approx(1+R_n)\,\mathrm{e}^{-jk\delta z_n} \tag{3.127}$$

3.3 特定媒质中的电磁传播

前面几节中我们讲述了行进电磁波与一般媒质的相互作用的普通表达式。在这几节中，我们将讨论一些特定媒质的性质，而它们都是在安防遥感中常见的媒质。回顾这一章开始时提到的传播情景，一个行波穿透大气并与衣物材料、人体组织、违禁材料，或者墙体里面的建筑材料相互作用。

大气中干的空气中同时包含了气体和水蒸气，也有诸如雾气、雨、雪等的水凝物。衣服和违禁材料是含水量很少的薄层。在微波的低频段，这些材料几乎是透明的。建筑材料包含了干墙、木头、煤渣块，或者其他普通的墙体材料。

在安防遥感的众多应用中，不论是检测入侵者，还是穿墙探测移动的人体，或者对违禁品成像，亦或其他应用，一个显著的共同因素是有一个或者多个人体存在。因此，我们将详细地讨论人体组织的介质特性。其他我们所关注的材料的介质特性都取决于该特定材料的种类，例如隐藏武器或者爆炸物等违禁品，它们的介质特性在不同的应用场景中将有显著不同，对此，我们也将在随后进行概括讨论。尤其是在对违禁品进行检测时，很多情况下并不知道特定材料的性质，而是通过探测相对于已知的人体参数变化来对其进行检测。大气、建筑材料以及衣物材料都不是需要探测的媒质，因此我们在研究这些材料的着重点，是行波通过它们时所经历的衰减。对于这些材料的讨论将侧重于不同频率时的衰减效应。

3.3.1 大气传播效应

电磁波在遥感器与感兴趣物体之间传播时，会因大气分子的谐振而经历衰减。干燥的大气是由约78%的氮气、21%的氧气、约1%的氩气，和0.03%的其他气体组成。普遍情况下，水蒸气都会在大气中存在，并且以密度单位g/m^3来定量描述；通常在计算中取$7.5g/m^3$。在电磁光谱的微波毫米波频段中，大气中的电磁波衰减主要是由水蒸气和氧气的分子吸收引起的。水吸收电磁波是由水分子的偶极矩导致的，并且吸收谐振频率大概在22GHz、183GHz、323GHz和380GHz附近。氧气没有电偶极矩，而是通过磁偶极矩对电磁波进行吸收的，并且在毫米波波段60GHz和118GHz左右发生谐振。在更高的频段，也会有谐振发生。

对于大气吸收电磁波的建模非常复杂，因为发生了很多种不同的电磁波吸收现象。除了水蒸气，例如雾气和雨等水凝物也会发生吸收现象；雪也会对电磁波产生一种不同的衰减。Liebe在1993年[8]建立了一种大气衰减和时域色散的模型，模型包括了温度、压力、水蒸气和雨的影响。Liebe模型根据很多种大气组成元素的复杂相对折射率计算出了其吸收衰减，并且在频率范围0～1000GHz的准确度达到了0.2dB[9]。模型是被打包成开源程序，并简单地叫作毫米波传播模型（Millimeter－wave Propagation Model，MPM）。图3.11a展示了在海平面上，大气在频率0～1000GHz的范围内，以及50%湿度和15℃温度的情况下的吸收衰减。可以看到由不同分子而引起的谐振非常明

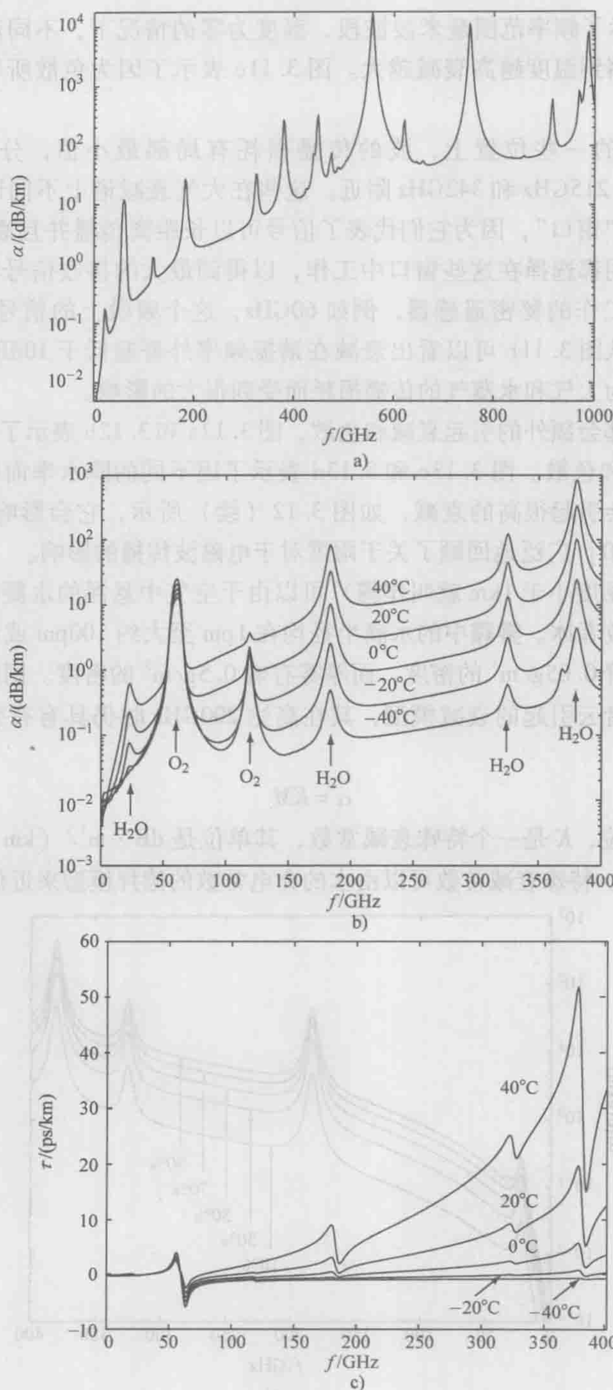


图 3.11　a）在海平面上，相对湿度 50%，温度 15℃的大气引起的衰减；
b）相对湿度为零，不同温度下；c）大气衰减由色散引起的传播延迟（重点显示了分子吸收区域）

显。图 3. 11b 表示了频率范围毫米波波段，湿度为零的情况下，不同温度下的大气衰减，我们可以观察到温度越高衰减越大。图 3. 11c 表示了因为色散所导致的行波的延迟。

在衰减谱上的一些位置上，波的传播损耗有局部最小值，分别在约 35GHz、94GHz、140GHz、215GHz 和 342GHz 附近。这些在大气衰减谱上不同谐振点之间的频带被叫作大气的“窗口”，因为它们代表了信号可以长距离传播并且衰减很小的频带。远距离的遥感应用都选择在这些窗口中工作，以得到最大的接收信号功率；然而，一些在谐振频率上工作的秘密遥感器，例如 60GHz，这个频段上的信号因为损耗很大，就不会被拦截。从图 3. 11b 可以看出衰减在谐振频率外普遍低于 10dB/km，因此短距离遥感器不会因为大气和水蒸气的传播损耗而受到很大的影响。

水蒸气和雨都会额外的引起衰减和色散，图 3. 12a 和 3. 12b 表示了由不同相对湿度等级引起的衰减和色散。图 3. 13c 和 3. 13d 表示了因不同的降水率而引起的衰减和色散。明显的降雨会引起很高的衰减，如图 3. 12（续）所示，它会影响短距离遥感器。本章参考文献［10］广泛地回顾了关于雨雪对于电磁波传播的影响。

雾（如果能见度小于 1km 就叫作霾）可以由干空气中悬浮的水凝物来表示，这个水凝物可以是水或者冰。雾霾中的水滴半径均在 1pm 至大约 100pm 或者更大的数量级上。中度的雾有着 0. 05g/m^3 的密度，而厚雾有着 0. 5g/m^3 的密度。国际通信联合会推荐了一个由雾或者云引起的衰减模型，其在高达 200GHz 时仍具有有效性[11]，该模型由下式给出

$$\alpha = KM \tag{3.128}$$

α 以 dB/km 为单位，K 是一个特殊衰减常数，其单位是 dB · m^3/（km · g）。M 是水密度，单位是 g/m^3。特殊衰减常数可以由水的介电常数的德拜模型来近似给出，

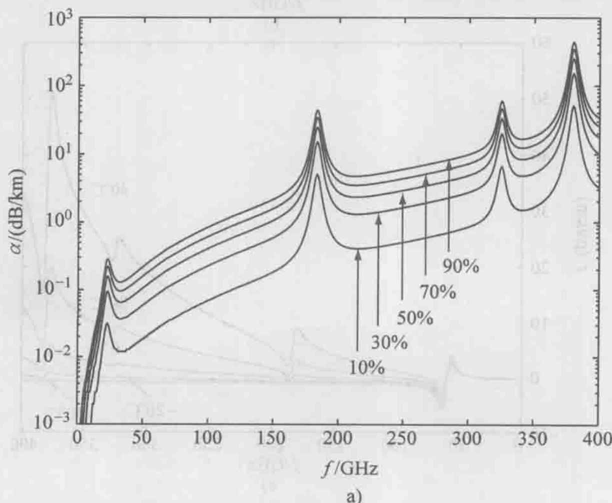


图 3. 12 仅由水蒸气密度引起的（图 a）衰减

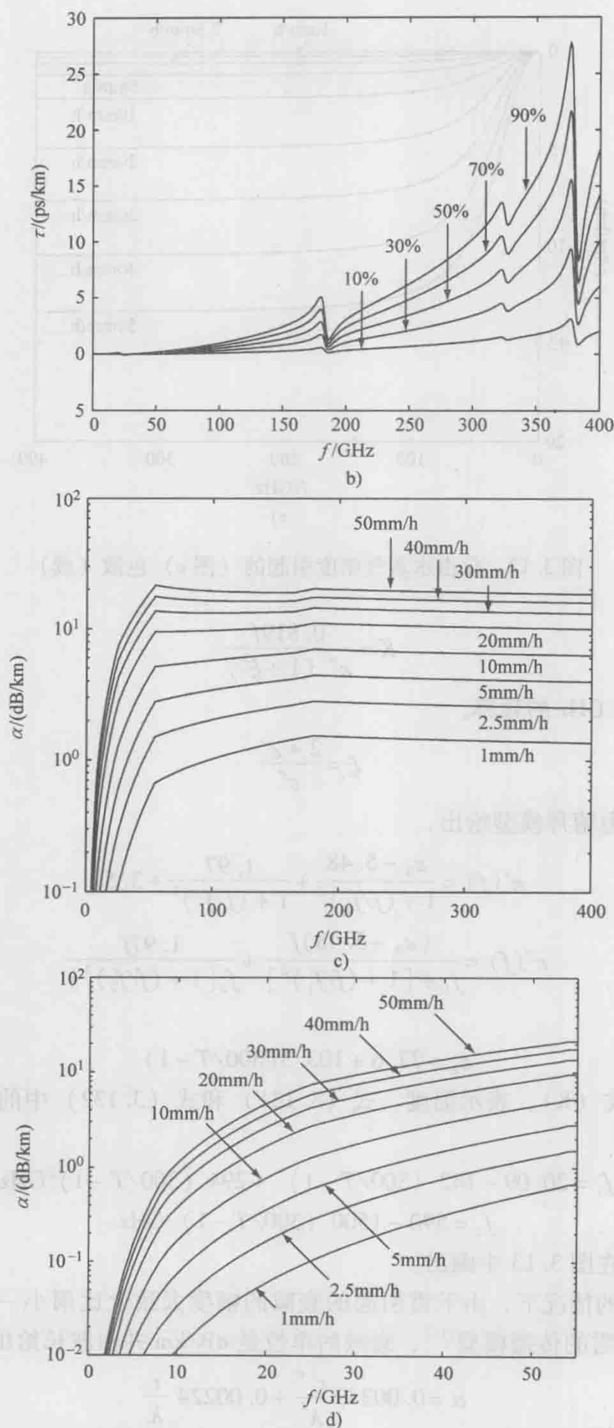


图 3.12　仅由水蒸气密度引起的（图 b）色散，由降雨引起的（图 c）～（图 d）衰减（续）

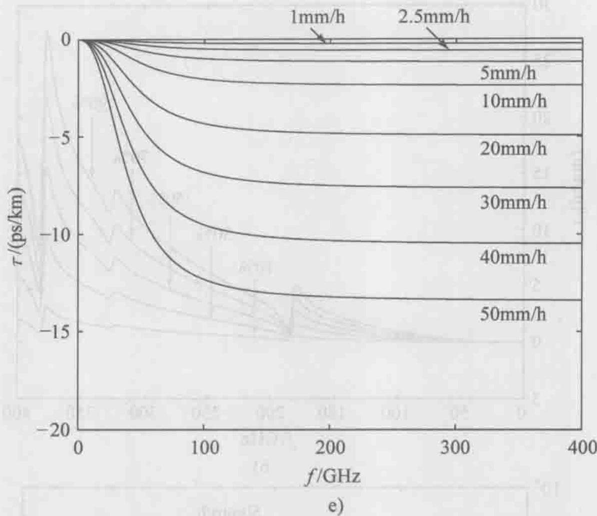


图 3.12 仅由水蒸气密度引起的（图 e）色散（续）

$$K=\frac{0.819f}{\varepsilon''\ (1+\xi^2)} \tag{3.129}$$

f 表示单位为 GHz 的频率，

$$\xi=\frac{2+\varepsilon'}{\varepsilon''} \tag{3.130}$$

而介电常数可以由德拜模型给出，

$$\varepsilon'(f)=\frac{\varepsilon_0-5.48}{1+(f/f_1)^2}+\frac{1.97}{1+(f/f_2)^2}+3.51 \tag{3.131}$$

$$\varepsilon''(f)=\frac{(\varepsilon_0-5.48)f}{f_1+[1+(f/f_1)^2]}+\frac{1.97f}{f_2[1+(f/f_2)^2]} \tag{3.132}$$

这里

$$\varepsilon_0=77.6+103.3(300/T-1) \tag{3.133}$$

T 的单位是开尔文（K），表示温度。式（3.131）和式（3.132）中的第一第二个弛豫频率由下式给出

$$f_1=20.09-142\ (300/T-1)\ +294\ (300/T-1)^2\text{GHz} \tag{3.134}$$

$$f_2=590-1500\ (300/T-1)\ \text{GHz} \tag{3.135}$$

由雾引起的衰减在图 3.13 中画出。

相同降水率的情况下，由干雪引起的衰减的幅度大致上比雨小一个数量级。Gunn 和 East 建立了干雪的传播模型[12]，衰减的单位是 dB/km 并由波长给出，

$$\alpha=0.00349\,\frac{r^{1.6}}{\lambda^4}+0.00224\,\frac{r}{\lambda} \tag{3.136}$$

其中，r 是降水率，单位为 mm/h。式（3.136）是对波长大于 1.5cm（20GHz），并且

降水率不小于 10mm/h 的情况的近似，并且在图 3.14 中画出。粗略地看，干雪中的水含量增加会使衰减增加，并且可以导致比相同水含量的降雨情况高出 40% 的衰减[10]。

灰尘和烟是大气的包含物，在一些情况下它们也会存在。在本章参考文献［7］中的结果总结到，很多研究表明当波动穿过这些微粒物时，直到 140GHz 的衰减都是可以忽略不计的。可测量到的衰减仅发生在空气中爆发性大灰尘颗粒物的情况下，而且仅持续几秒钟。因此，在 140GHz 以下，都可以将灰尘和烟当作对微波与毫米波透明的物质。

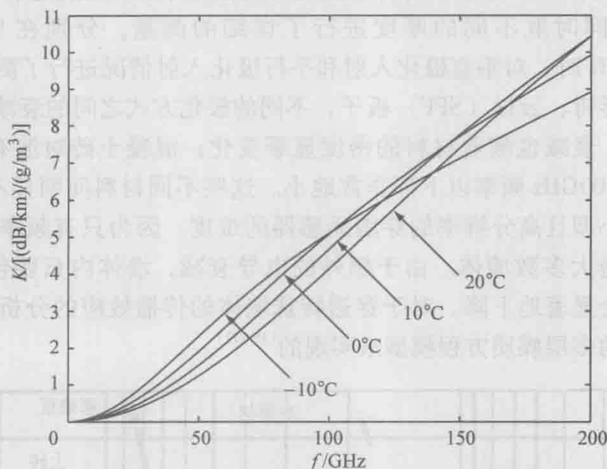


图 3.13 根据式（3.129）计算的雾的理论衰减值

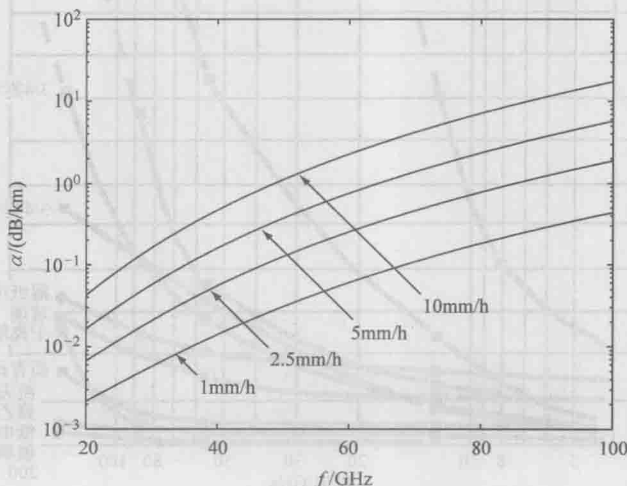


图 3.14 根据式（3.136）计算的干雪的理论衰减值

3.3.2 波透过建筑材料的传播

在例如穿墙监视或者是搜查和营救的应用中，电磁波在到达接收装置之前必须穿

透很多墙体材料。在被动系统中，波穿过墙体一次，而在主动系统中，波在入射和被待测物体反射后到达接收装置之前都要穿透墙体。虽然墙体材料的衰减在毫米波段区域已经被测量过了，但是因为特定的墙体材料和物理构造都会非常明显地影响衰减，所以结果必须取大致的近似。

Frazier[13]对于一些标准的建筑材料的衰减在频率范围 4～140GHz 内取 5 个频点进行了测量，结果如图 3.15 所示。每种媒质材料的标准厚度均已测量。Gatesman 等人[14]对很多种材料，同时取不同的厚度进行了详细的测量，分别在 94GHz、326GHz、584GHz 和 1042GHz 时，对垂直极化入射和平行极化入射情况进行了测量，如表 3.1 所示。除了松树、杉树、云杉（SPF）板子，不同的极化方式之间的衰减区别非常小。同时值得注意的是，衰减也随着材料的密度显著变化；混凝土砖对波有明显衰减效果，而干墙的衰减在 100GHz 频率以下都非常地小。这些不同材料间明显不同的衰减曲线，凸显了开发一种小型且高分辨率的穿墙遥感器的难度。因为只有频率非常低的波可以无明显衰减地穿透大多数墙体。由于额外的电导衰减，墙体内只要包含了任何金属，透射波的幅度就会显著地下降。对于穿透特殊墙体的传播效应的分析，是通过建立在之前章节中建立的多层媒质方程模型来实现的[15-17]。

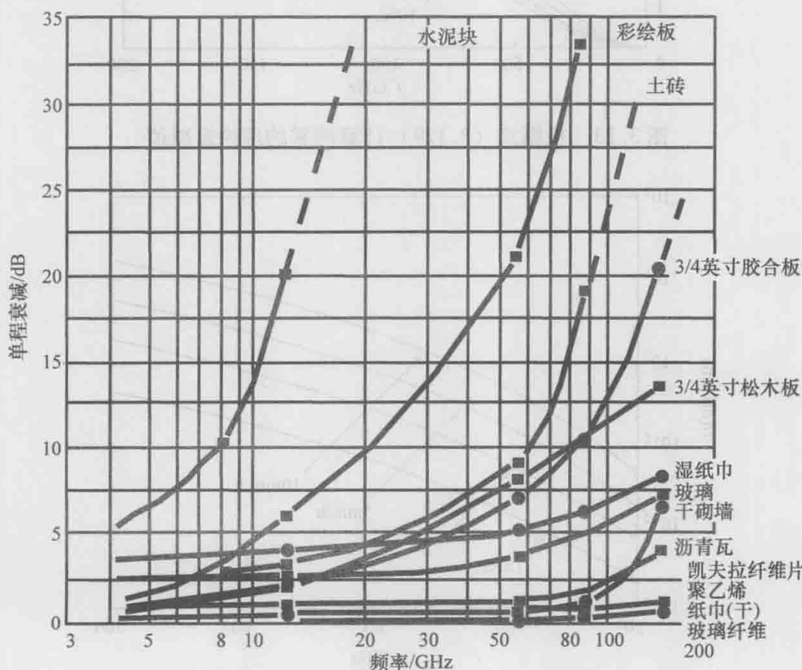


图 3.15　常见建筑材料衰减（© 1997 SPIE[13]）

3.3.3　波透过服装材料的传播

近几年来，由于隐藏违禁品的威胁，衣物材料的透射性质引起了越来越多的关注。

很多研究都是测量辐射透射过多种衣物材料时的衰减，结果表明这种媒质通常在 THz 及以上影响电磁波传播；在微波和毫米波段，多数衣物材料的衰减非常低或者可以忽略不计。Bjarnason[18] 在频段 100～1200GHz，以及 40～100THz，测量了 8 种常见的衣物材料的衰减。直到 350GHz 时才有材料的透射波衰减 3dB，而一些更薄的样品则直到 1THz 才会衰减 3dB；结果总结到了表 3.2 中。图 3.16 表示了对于 8 种材料测量到的衰减，横坐标为频率。结果表明很多衣物材料直到 350GHz 都可以被认为是透明的。

Gatesman[14] 额外地测量了 6 种不同的衣物材料在频点 94GHz、326GHz、584GHz 和 1042GHz 处；对于垂直极化和平行极化入射的衰减如表 3.3 所示。再一次，直到大约 350GHz 时，透射的功率才衰减到 3dB。最厚的材料，0.084in㊀的毛衣，在 584GHz 的时候显示了最高的衰减 14.5dB，而所有的材料除了棉制衣物在 1042GHz 都显示了 10dB 或者更多的衰减。与建筑材料的情况类似，两种极化方式的衰减没有很大的区别。

表 3.1　普通建筑物材料衰减分贝数（©2006 SPIE[14]）（n/t = 没有透射，n/m = 没有测量）

材料	厚度/in	94GHz		326GHz		584GHz		1024GHz	
	极化:	∥	⊥	∥	⊥	∥	⊥	∥	⊥
厚纸板	0.155	1.2	1.3	2.8	3.2	4.4	5.0	9.0	9.4
枫木 1	0.125	2.6	1.8	8.4	5.3	16.2	11.0	n/m	n/m
枫木 2	0.25	5.9	4.0	20.1	16.0	31.4	22.7	65.7	52.4
枫木 3	0.5	10.8	7.1	32.4	22.5	2.6	45.9	n/t	n/t
枫木 4	0.762	16.9	10.4	48.0	33.1	n/t	68.4	n/t	n/t
枫木 5	0.762	16.6	9.5	46.5	31.0	n/t	62.7	n/t	n/t
欧松板 1	0.25	6.4	7.1	33.2	33.4	47.8	48.2	n/t	n/t
欧松板 2	0.5	20.6	18.9	59.4	55.8	n/t	n/t	n/t	n/t
夹板 1	0.25	5.3	4.5	18.2	16.7	31.3	30.2	n/t	61.9
夹板 2	0.5	8.7	10.8	30.3	30.4	31.3	30.2	n/t	n/t
SPF1	0.125	3.0	1.7	7.2	4.9	14.3	9.3	29.2	20.7
SPF2	0.25	4.8	2.8	14.0	8.5	24.5	15.9	56.5	38.4
SPF3	0.5	10.8	5.8	28.8	19.2	55.9	38.4	n/t	n/t
SPF4	0.74	15.8	9.6	42.6	27.3	53.3	72.0	n/t	n/t
SPF5	0.985	21.0	12.3	55.3	35.8	n/t	74.0	n/t	n/t
SPF6	1.43	30.2	18.7	70.4	54.4	n/t	n/t	n/t	n/t
水泥	0.438	9.8	10.5	47.7	49.2	n/t	n/t	n/t	n/t
干墙	0.375	1.6	1.7	10.7	10.5	35.2	35.0	n/t	n/t
干墙	0.5	2.2	2.8	12.8	13.1	49.1	50.4	n/t	n/t

㊀ 1in = 0.0254m。

（续）

材料	厚度/in	94GHz		326GHz		584GHz		1024GHz	
	极化：	∥	⊥	∥	⊥	∥	⊥	∥	⊥
玻璃	0.087	4.5	4.3	10.8	11.0	25.3	25.4	n/t	n/t
塑料窗帘	0.033	0.5	0.5	1.3	1.4	3.6	3.4	8.2	8.1
乙烯基壁板	0.042	0.7	0.8	2.5	2.3	5.4	5.4	12.6	11.4
Vin. sid. &½" CDX	0.512	10.8	12.6	32.5	32.5	68.1	68.2	n/t	n/t
墙段	4.768	17.9	22.1	69.0	70.6	n/t	n/t	n/t	n/t
砖头1	0.452	8.7	8.9	62.7	64.3	n/t	n/t	n/t	n/t
砖头2	0.595	15.1	16.3	n/t	n/t	n/t	n/t	n/t	n/t
砖头3	0.252	5.4	6.1	39.9	40.3	n/t	n/t	n/t	n/t
砖头4	0.206	5.9	5.7	n/m	n/m	n/t	n/t	n/t	n/t
砖头9	0.338	7.1	6.7	46.9	50.0	n/t	n/t	n/t	n/t
炉渣砖1	1.091	45.9	48.3	n/m	n/m	n/t	n/t	n/t	n/t
炉渣砖5	0.331	16.5	16.5	53.1	53.1	52.8	56.8	n/t	n/t
炉渣砖7	0.385	17.7	17.4	54.1	52.7	62.3	60.6	n/t	n/t
炉渣砖9	0.67	26.6	26.9	74.7	75.6	n/t	n/t	n/t	n/t

表3.2 普通衣物材料的测量衰减

编织物	厚度/mm	浓度/(kg/m³)	-3dB点/THz	衰减1THz/dB	ε_r/(100kHz)
羊毛	2.2	214	0.35	11.0	1.6
亚麻	1.1	509	0.35	8.0	2.9
皮革	0.75	813	0.40	10.0	5.1
粗斜纹棉布	0.96	490	0.50	6.5	2.3
瑙加海德革	0.65	800	0.70	5.5	2.6
丝绸	0.36	256	1.0	3.0	1.4
尼龙	0.19	379	1.0	3.0	1.9
人造纤维	0.15	733	>1.0	2.5	1.9

注：经本章参考文献［18］中允许再版，版权2004，美国物理学会。

3.3.4 爆炸物、塑料和金属的介质特性

对于隐藏在人身体上爆炸性材料的探测可以通过测量人体的特征与违禁品特征之间的区别来实现。一个被动辐射计系统呈现出的图像，将会显示出人体辐射计图像的轮廓上面层叠了违禁品。大多数爆炸物的相对介电常数在2.70~3.14之间，并且损耗角正切大概为0.001[19]。探测特定的爆炸材料可以通过测量这个材料的频谱特征（例如，在一个已知的谐振频率上测量该材料的回波的幅度）；然

而，大多数爆炸物的吸收频率都在THz波段，通常是在700GHz以上。塑料的材料也有比较低的相对介电常数，在2.08~5.04之间[20]。表3.4是很多爆炸物和塑料材料的相对介质常数的汇总。

金属有着很高的电导率（对多数金属来说电导率为1×10^6S/m或者更高），因此它们都是有损耗的，并且有很小的趋肤深度。复介电常数的虚部正比于电导率，因此金属的复介电常数虚部也是个很大的值；当金属和空气或者低介电常数的媒质在一起时，金属材料将会有显著不同的阻抗，因此会有更高的反射。对于金属的探测可以通过测量反射波相对于入射波的强度；隐藏金属物品的人体的回波与金属物体比会相对低很多。

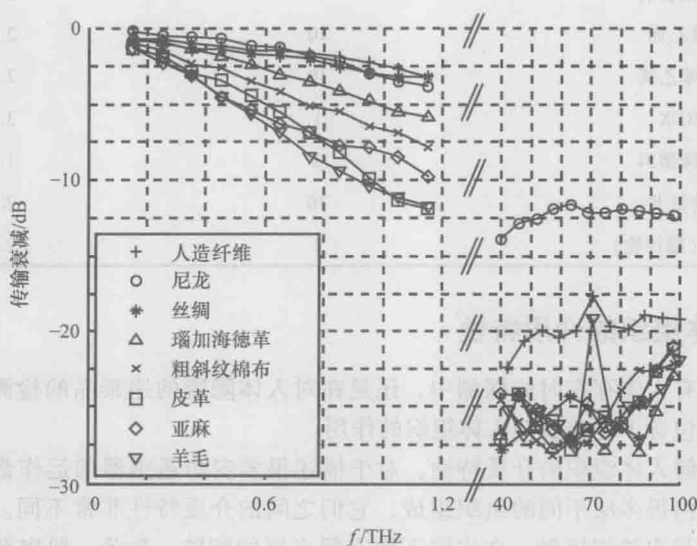


图3.16 毫米波及太赫兹频段，表3.2中材料随频率的衰减

注：经本章参考文献［18］中允许再版，版权2004，美国物理学会。

表3.3 普通衣物材料的测量衰减值（分贝）（©2006 SPIE[14]）

材料	厚度/in	94GHz		326GHz		584GHz		1024GHz	
	极化：	∥	⊥	∥	⊥	∥	⊥	∥	⊥
棉T恤	0.012	0.2	0.1	0.3	0.5	1.0	1.1	3.1	3.2
粗斜纹棉布	0.025	0.7	0.7	1.3	1.4	3.4	2.9	10.0	7.9
帷帐	0.035	0.3	0.5	3.0	1.7	7.5	7.6	12.3	11.4
皮革	0.051	0.7	0.6	2.3	2.1	6.0	5.2	17.9	15.3
毛线衫	0.084	0.4	0.4	3.8	4.0	14.5	13.7	19.1	21.4
无领长袖运动衫	0.082	0.3	0.2	0.8	1.1	4.3	3.8	14.3	13.9

表 3.4 一些材料的相对介电常数（从本章参考文献［19，20］编辑得到）

材料	频率/GHz	ε_r
陶瓷	3	5.60
Comp B（爆炸物）	1	2.90
Comp C-4（爆炸物）	1	3.14
玻璃（耐热玻璃）	3	4.82
透明合成树脂	10	2.56
PETN（爆炸物）	1	2.72
有机玻璃	3	2.60
聚乙烯	10	2.25
聚苯乙烯	10	2.54
RDX	1	3.14
泡沫塑料	3	1.03
特氟龙	10	2.08
TNT（爆炸物）	1	2.70

3.3.5 人体组织的介质特性

无论是在有人体存在时的探测中，还是在对人体隐匿的违禁品的检测中，很多安防遥感应用都包含了电磁波与人体组织的作用。

因此，理解人体组织的介质特性，对于描述很多安防遥感器的运作都具有很重要的意义。人体由很多层不同的组织组成，它们之间的介质特性非常不同。一个入射的电磁波首先会与皮肤相接触，在皮肤下面有很多层的脂肪，软骨，肌肉和骨头以及包围着它们的其他组织。在这章后面将会看到，毫米波及以上波段的波的趋肤深度，或者是对于人皮肤的穿透深度，比人体平均皮肤厚度要小。因此，对于在更高频率工作的遥感器，皮肤吸收了大部分的入射波，只有非常少的部分穿透到深层组织当中。更高频段的毫米波人体模型，可以把人等效成只有皮肤，然而低频段的毫米波和微波的人体模型，则必须将人体组织当作多层媒质。

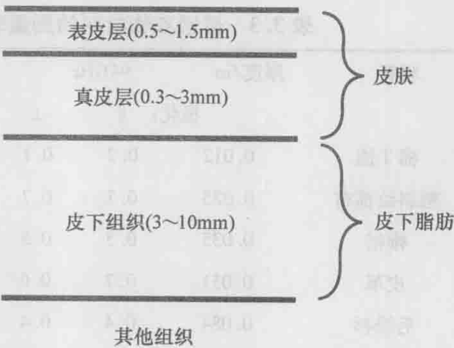


图 3.17 人体组织层模型

如图 3.17 所示，一个简单的人体组织层的模型，包含了一层皮肤，皮肤由表皮和真皮组成，下面是皮下组织，皮下组织即为皮下脂肪层，再下面可能是肌肉、骨头或者软骨，不同的模型取决于人体的不

同部位[21]。表皮的厚度为 0.5 ~ 1.5mm 之间，而真皮的厚度在 0.3 ~ 3mm 之间，而皮下脂肪的厚度可以是 3 ~ 10mm 或者更厚[22]。人体特定部位的分层模型，取决于在这个位置下的其他皮下层（例如肌肉、骨头或者软骨）以及每个层的厚度。

正如之前章节讨论的，多数介质媒质的参数，例如趋肤深度、阻抗和衰减，都取决于本构参数。人体组织，与很多材料相似，都是非磁性的并且磁导率近似等于自由空间的磁导率；因此，我们感兴趣的本构参数是复介电常数（根据式（3.43)，电导率可以通过复介电常数的虚部得出）。Gabriel 等人[23-25]根据来自 23 个数据组的测量数据，建立了一个 10Hz ~ 100GHz 频段的，关于不同组织复介电常数的模型。这个模型是为了测量组织中的电磁辐射量而建立的，因此包含了大量的各种人体内部组织。根据 Debye 色散模型，介电常数通过很多参数匹配到测量数据组中。Gabriel 等人的研究焦点在于人体组织，尽管在建模当中考虑了一些测量动物组织；然而其他文献[26-31]大量的关于人体组织参数的相对介电常数与推导出的参数，证实了该模型的有效性。正如本章参考文献［32］中所述，测量结果的差异性主要是由不同的测量技术以及人体的不同部位导致的。

Gabriel 建立的关于组织介电常数的表达式，是通过在 Debye 色散区的叠加给出的

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{n=1}^{N} \frac{\Delta\varepsilon_n}{1 + (\mathrm{j}\omega\tau_n)^{(1-a_n)}} + \frac{\sigma_0}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}, \tag{3.137}$$

式中，ε_∞ 是当频率为无穷大时的介电常数；$\Delta\varepsilon_n$ 描述了第 n 个色散区域介电常数的幅度；N 是总的色散区域个数；τ_n 是与色散区域相关的时间常量；a_n 是色散导致的展宽；σ_0 是直流电导率。

表 3.5　多种组织介电常数德拜模型的参数（©1996 IOP[25]）

组织	ε_∞	$\Delta\varepsilon_1$	τ_1/ps	a_1	$\Delta\varepsilon_2$	τ_2/ns	a_2	$\Delta\varepsilon_3$	τ_3/μs	a_3	$\Delta\varepsilon_4$	τ_4/ms	a_4	σ_0
血液	4.0	56.0	8.38	0.10	5200	132.63	0.10	0.0	—	—	0.0	—	—	0.7000
骨头	2.5	18.0	13.26	0.22	300	79.58	0.25	2.0×10^4	159.15	0.20	2×10^7	15.915	0.00	0.0700
软骨	2.5	41.1	12.8	0.27	0.0	—	—	0.0	—	—	0.0	—	—	0.5800
脂肪	2.5	3.0	7.96	0.20	15	15.92	0.10	3.3×10^4	159.15	0.05	1×10^7	7.958	0.01	0.0100
肌肉	4.0	50.0	7.23	0.10	7000	353.68	0.10	1.2×10^6	318.31	0.10	2.5×10^7	2.274	0.00	0.2000
皮肤（干）	4.0	32.0	7.23	0.00	1100	32.48	0.20	0.0	—	—	0.0	—	—	0.0002
皮肤（湿）	4.0	39.0	7.96	0.10	280	79.58	0.00	3×10^4	1.59	0.16	3×10^4	1.592	0.20	0.0004

德拜模型中，血液、骨头、软骨、脂肪、肌肉和干皮肤、湿皮肤的参数都在表格 3.5 中给出。Gabriel 等人也同时将其他组织参数包含进来，例如很多内脏器官。然而在本书中只列出安防遥感中最感兴趣的组织参数。因为在安防遥感中，当波照射到人

体上时，首先会与最外面的几层组织发生接触，而不是内脏器官。式（3.137）已经被意大利国家研究所录入到一个在线的程序当中，可以生成 Gabriel 等人描述的介电常数和一些参数[33]。

图 3.18 列出了皮质骨、软骨、脂肪、肌肉、干皮肤和湿皮肤在频段 1~100GHz 的相对介电常数的实部，该模型是从本章参考文献［25］中得到。尽管大多数组织有着相似的色散特征，脂肪和骨头整体上都有着非常低的相对介电常数。之前说明过，从介电常数虚部可以推导出电导率，如图 3.19 所示，肌肉有着最高的电导率，而脂肪和骨头的最低。皮肤越湿润，电导率越大，可以将其理解为水引入了额外电导率。

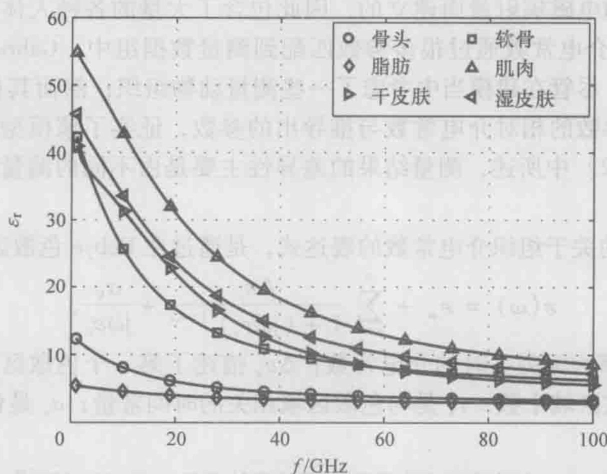


图 3.18　人体组织的相对介电常数

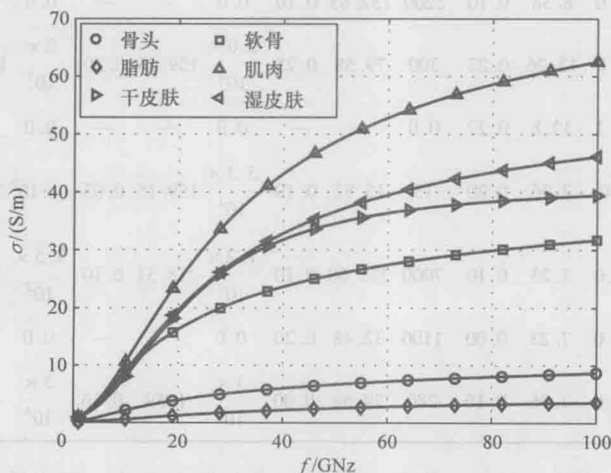


图 3.19　人体组织的电导率

有了相对介电常数和电导率（$\mu_r = 1$），很多其他的介质常量可以直接推导出来。图 3.20 ~ 图 3.26 分别表示了从式（3.12）中计算的衰减常数，式（3.13）中得到的相位常数，式（3.18）中得到的趋肤深度，式（3.19）得到的损耗角正切，以及式（3.20）得到的相速，式（3.21）得到的波长和式（3.36）得到的阻抗。图 3.27 和图 3.28 表示了反射和透射系数，它们分别是根据式（3.72）和式（3.73）在自由空间中对垂直入射情况计算得出。

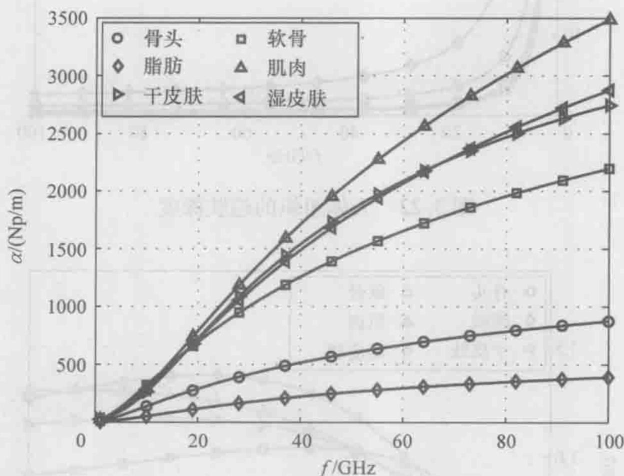


图 3.20　人体组织的衰减常数

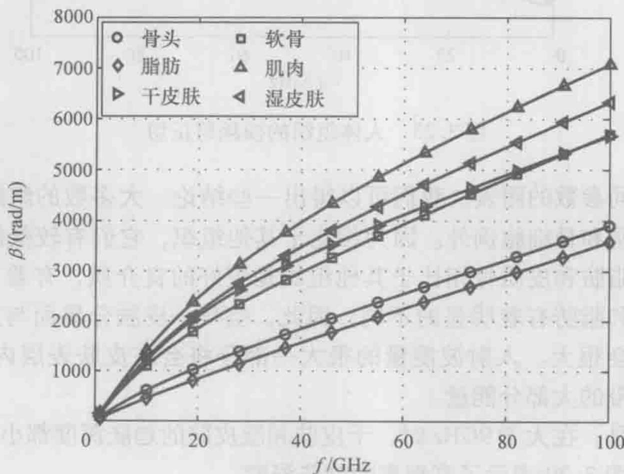


图 3.21　人体组织中的相位常数

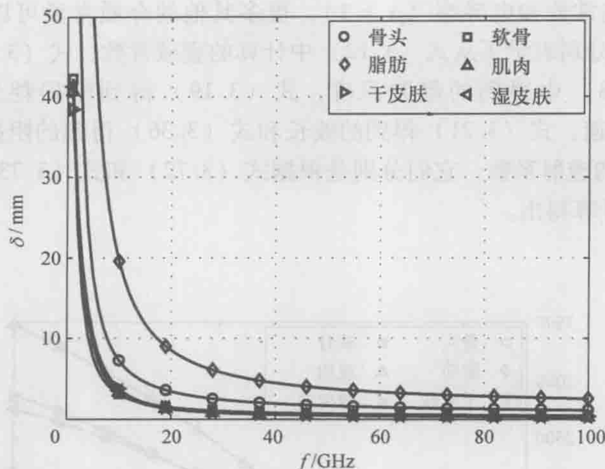


图 3.22　人体组织的趋肤深度

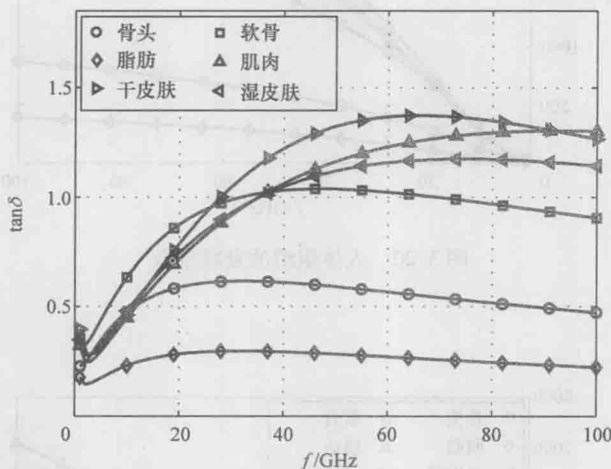


图 3.23　人体组织的损耗角正切

根据观察不同参数的图表，我们可以得出一些结论。大多数的组织都有着相似的色散特性，但脂肪和骨细胞例外。因为相比于其他组织，它们有较低的相对介电常数和电导率，因此脂肪和皮质骨相比于其他组织是更好的良介质，有着更高的电阻。皮肤的电阻与空气和脂肪有着明显的不同；因此，空气—皮肤分界面与皮肤—脂肪分界面的反射系数将会很大。入射波能量的很大一部分将会在皮肤表层内部反射，因此，也吸收了波所携带的大部分能量。

值得注意的是，在大于 9GHz 时，干皮肤和湿皮肤的趋肤深度都小于皮肤的最大平均厚度 4.5mm。图 3.29 表示了高频率的趋肤深度。

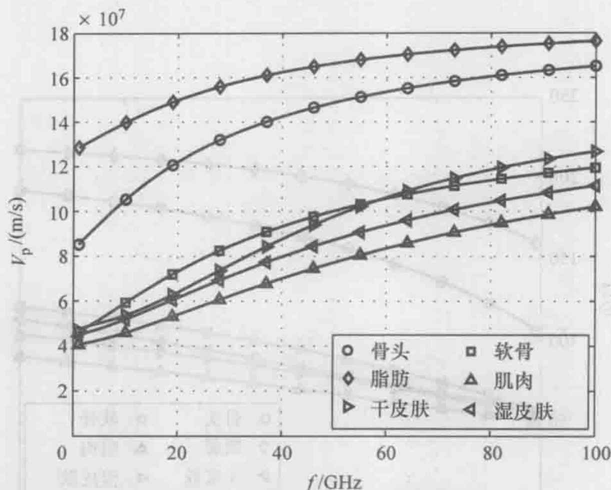
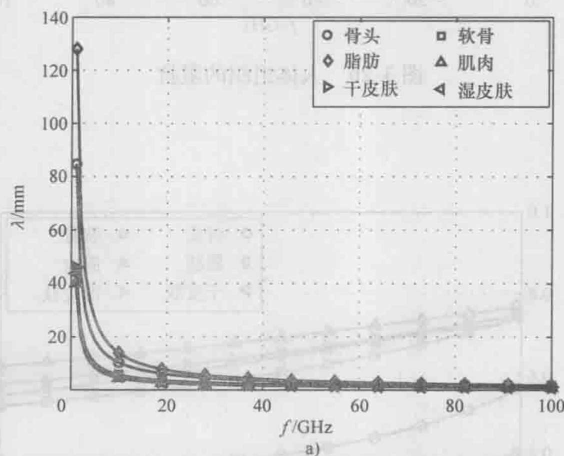


图 3. 24　人体组织中波的相速



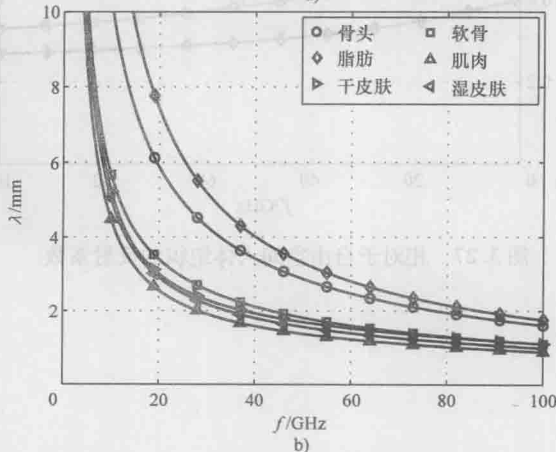


图 3. 25　（图 a）人体组织中的波长和（图 b）局部放大图

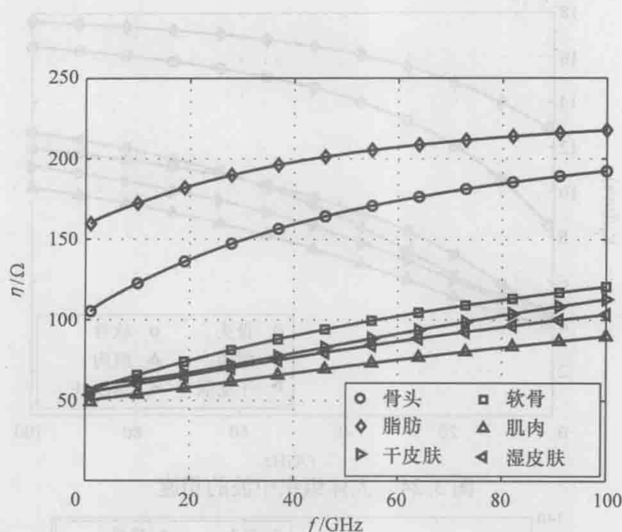


图 3.26 人体组织的阻抗

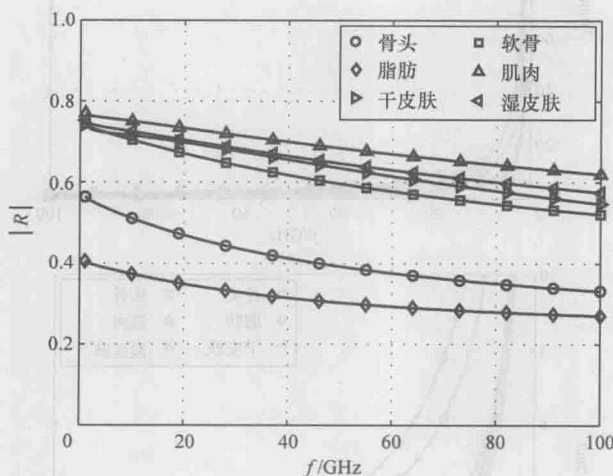


图 3.27 相对于自由空间人体组织的反射系数

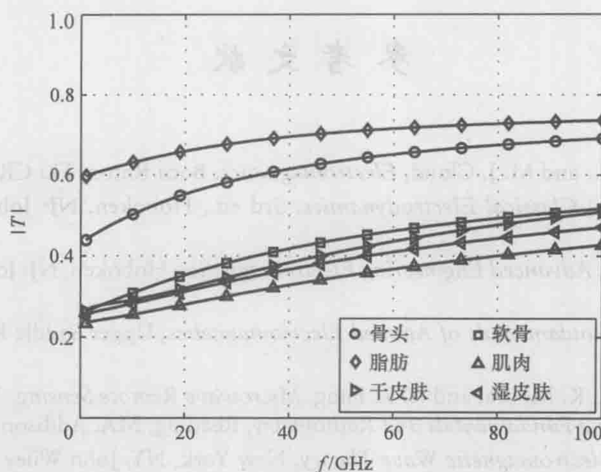


图 3.28 在自由空间中人体组织的透射系数

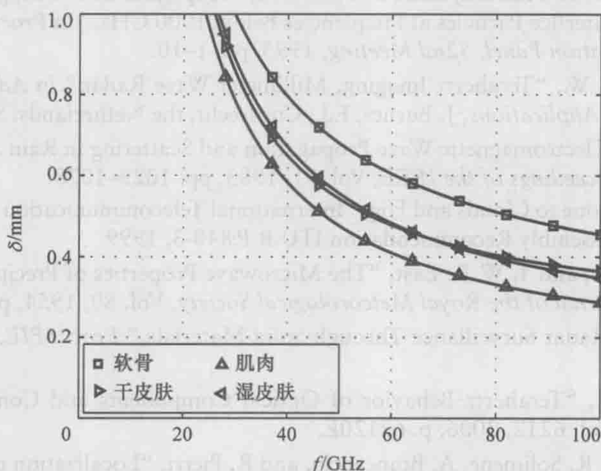


图 3.29 毫米波段的趋肤深度

（注意，脂肪和骨头组织的趋肤深度超过了1mm，在这里并未画出）

因为趋肤深度小，9GHz 以上的入射波在遇到皮肤—脂肪边界之前，大部分能量就已经衰减。在微波毫米波的高频段，对于多层组织的合理等效只包含主要的皮肤表层组织，或者皮下脂肪层。

参考文献

[1] Rothwell, E. J., and M. J. Cloud, *Electromagnetics*, Boca Raton, FL: CRC Press, 2001.

[2] Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, 3rd ed., Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 1999.

[3] Balanis, C. A., *Advanced Engineering Electromagnetics*, Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 1989.

[4] Ulaby, F. T., *Fundamentals of Applied Electromagnetics*, Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, 2001.

[5] Ulaby, F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung, *Microwave Remote Sensing, Vol. I: Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry*, Reading, MA: Addison-Wesley, 1981.

[6] Kong, J. A., *Electromagnetic Wave Theory*, New York, NY: John Wiley & Sons, 1986.

[7] Currie, N. C., and C. E. Brown, *Principles and Applications of Millimeter-Wave Radar*, Norwood, MA: Artech House, 1987.

[8] Liebe, H. J., G. A. Hufford, and M. G. Cotton, "Propagation Modeling of Moist Air and Suspended Water/Ice Particles at Frequencies Below 1000 GHz," in *Proc. NATO/AGARD Wave Propagation Panel, 52nd Meeting*, 1993, pp. 1–10.

[9] McMillan, R. W., "Terahertz Imaging, Millimeter-Wave Radar," in *Advances in Sensing with Security Applications*, J. Burnes, Ed., Cordrecht, the Netherlands: Springer, 2006.

[10] Oguchi, T., "Electromagnetic Wave Propagation and Scattering in Rain and Other Hydrometeors," *Proceedings of the IEEE*, Vol. 71, 1983, pp. 1029–1078.

[11] "Attenuation due to Clouds and Fog," International Telecommunication Union Radiocommunication Assembly Recommendation ITU-R P.840-3, 1999.

[12] Gunn, K. L. S., and T. W. R. East, "The Microwave Properties of Precipitation Particles," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 80, 1954, pp. 522–545.

[13] Frazier, L., "Radar Surveillance Through Solid Materials," *Proc. SPIE,* Vol. 2938, 1997, p. 139.

[14] Gatesman, A., "Terahertz Behavior of Optical Components and Common Materials," *Proc. SPIE*, Vol. 6212, 2006, p. 62120E.

[15] Soldovieri, F., R. Solimene, A. Brancaccio, and R. Pierri, "Localization of the Interfaces of a Slab Hidden Behind a Wall," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, Vol. 45, 2007, pp. 2471–2482.

[16] Solimene, R., F. Soldovieri, G. Prisco, and R. Pierri, "Three-Dimensional Through-Wall Imaging Under Ambiguous Wall Parameters," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, Vol. 47, 2009, pp. 1310–1317.

[17] Dehmollaian, M., and K. Sarabandi, "Refocusing Through Building Walls Using Synthetic Aperture Radar," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, Vol. 46, 2008, pp. 1589–1599.

[18] Bjarnason, J. E., T. L. J. Chan, A. W. M. Lee, M. A. Celis, and E. R. Brown, "Millimeter-Wave, Terahertz, and Mid-Infrared Transmission Through Common Clothing," *Applied Physics Letters*, Vol. 85, 2004, pp. 519–521.

[19] Daniels, D. J., *EM Detection of Concealed Targets*, Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2009.

[20] Pozar, D. M., *Microwave Engineering*, 3rd ed., New York, NY: John Wiley & Sons, 2005.

[21] McGrath, J. A., R. A. J. Eady, and F. M. Pope, "Anatomy and Organization of Human Skin," in *Rook's Textbook of Dermatology*, Vol. 1, D. A. Burns, S. M. Breathnach, N. H. Cox, and C. E. M. Griffiths, Eds., 7 ed., Malden, MA: Blackwell, 2010.

[22] Black, D., J. Vora, M. Hayward, and R. Marks, "Measurement of Subcutaneous Fat Thickness with High Frequency Pulsed Ultrasound: Comparisons with a Caliper and a Radiographic Technique," *Clinical Physics and Physiological Measurement*, Vol. 9, 1988, pp. 57–64.

[23] Gabriel, C., S. Gabriel, and E. Corthout, "The Dielectric Properties of Biological Tissues: I. Literature Survey," *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 41, 1996, p. 2231.

[24] Gabriel, S., R. W. Lau, and C. Gabriel, "The Dielectric Properties of Biological Tissues: II. Measurements in the Frequency Range 10 Hz to 20 GHz," *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 41, 1996, p. 2251.

[25] Gabriel, S., R. W. Lau, and C. Gabriel, "The Dielectric Properties of Biological Tissues: III. Parametric Models for the Dielectric Spectrum of Tissues," *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 41, 199, p. 22716.

[26] Gustrau, F., and A. Bahr, "Biological Effects in the cm/mm Wave Range Part II/III Determination of Material Parameters and Analysis of Field Strengths in Human Tissue," Institute of Mobile and Satellite Communication Techniques, Germany, 1998.

[27] Alabaster, C. M., "Permittivity of Human Skin In Millimetre Wave Band," *Electronics Letters*, Vol. 39, 2003, pp. 1521–1522.

[28] Alekseev, S. I., A. A. Radzievsky, M. K. Logani, and M. C. Ziskin, "MillimeterWave Dosimetry of Human Skin," *Bioelectromagnetics*, Vol. 29, 2008, pp. 65–70.

[29] Ito, H., and H. Yamamoto, "Millimeter-/Terahertz-Wave Measurements for Biological Materials Using Photonically Generated Continuous Waves," in *Proceedings of the XXXth URSI General Assembly*, Istanbul, 2011.

[30] Dallinger, A., S. Schelkshorn, and J. Detlefsen, "Short Distance Related Security Millimeter-Wave Imaging Systems," in *German Microwave Conference*, Ulm, Germany, 2005.

[31] Hyeonseok, H., Y. Jounghwa, C. Jei-Won, C. Changyul, and K. Youngwoo, "110 GHz Broadband Measurement of Permittivity on Human Epidermis Using 1 mm Coaxial Probe," in *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, Vol. 1 2003, pp. 399–402.

[32] Chahat, N., M. Zhadobov, R. Augustine, and R. Sauleau, "Human Skin Permittivity Models for Millimetre-Wave Range," *Electronics Letters*, Vol. 47, 2011, pp. 427–428.

[33] "An Internet Resource for the Calculation of the Dielectric Properties of Human Tissues in the Frequency Range 10Hz–100 GHz," the Italian National Research Council, http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/. Last accessed March 2012.

第4章 天 线

天线是自由空间中波与传输线等导波媒质中波的转换器。在接收机中，天线接收入射的电磁能量并且将其耦合到接收系统中，从而进行放大和处理。天线的作用是辐射能量，往往集中在一个特定方向。辐射计系统使用天线接收由人、场景或感兴趣物体发出的电磁热辐射。在雷达系统中，天线不仅用于发射能量，而且用于接收从人或者物体后向散射的能量。单个天线可用于发射和接收（单站）或多个天线可分别用于发射或接收（双站或多站）。

天线的性能可以用一个天线工作在发射模式时辐射的功率的空间分布来描述。这种分布被称为天线方向图、辐射方向图或功率方向图，如图4.1所示。天线一般为互易设备：天线方向图不仅描述当它工作在发射状态时天线的辐射方向图，而且描述当它工作在接收状态时天线的接收功率方向图；辐射方向图和接收方向图是相同的。不满足互易条件的是那些具有非线性特性的天线。这种天线通常不用于遥感领域，本书将不予考虑。因此，本书中所描述的天线将被认为是互易的，即同一个天线用于发射和接收是没有区别的。

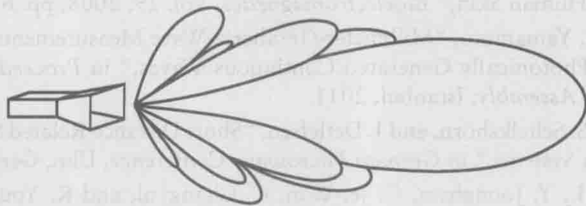


图4.1 矩形口面天线的方向图

对天线辐射特性的分析将从天线口径上的电流进行推导。时变电流产生电场和磁场，这可以用来计算离开天线本身一定距离的空间中某点的功率密度。在发射天线中，天线上的电流通过天线终端的激励信号感应产生，在接收天线中，天线上的电流通过入射波感应产生。天线上的电流可以是在物理天线本身上的电流密度，诸如对称振子，或者是在口面天线开口处的等效电流密度，诸如喇叭天线。

本章首先推导了运用电磁位来计算天线上时变源所产生的电磁场的标准方法。该方法从电流密度计算矢量位，然后从矢量位计算电磁场。虽然矢量位的使用引入了一个附加的步骤，但是相对于直接从电流推导电磁场，其简化了计算。在此之后，对天线一般的特性进行了介绍，其中大部分从天线的远场导出。通过讨论一个长对称振子天线给出了由电流密度计算天线辐射的例子。讨论线天线对于理解天线系统是必不可少的；然而，在微波和毫米波遥感领域，口面天线是最常用的，因为相对于线天线，

像喇叭天线、金属贴片天线等可以通过二维口面实现更大的方向性系数。这样的口径在波长很短的高频也更易于控制尺寸。因此，本章涵盖了口径中等效电流理论，及其激励场的分析。最后，本章综述了在遥感应用中使用的典型天线。

4.1 电磁位

可传播的电磁波由时变源产生。在前面的章节中，假定电磁波远离场源，因此这些电磁波处于没有电荷或者电流存在的自由空间。从天线辐射的描述中可以看出，天线上的电流辐射电磁波，因而必须在场源存在的情况下，求解电场和磁场。这些场可以利用电流密度不为零的麦克斯韦方程组直接从场源推导出；然而，除了最简单的情况，这样的计算一般都非常困难。一个简单的但不那么直接的计算电流产生场的方式是使用电磁矢量位。电磁位是数学上构造出来的一个中间量，并且通过对电流密度的积分得到。然后通过对电磁位的差分来得到电磁场。

4.1.1 由电流密度 $\boldsymbol{J}$ 确定的电磁位

由电场源产生（无磁场源存在）的电磁位是通过场源不为零的麦克斯韦方程组得到的，如第2章中所述并且这里再重新介绍下。

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=-\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{H} \tag{4.1}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{H}=\mathrm{j}\omega\varepsilon\boldsymbol{E}+\boldsymbol{J} \tag{4.2}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{D}=\rho \tag{4.3}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0 \tag{4.4}$$

在线性、均匀、各向同性媒质的本构关系中，磁场高斯定律也可以写成

$$\nabla\cdot\boldsymbol{H}=0 \tag{4.5}$$

因为矢量恒等式 $\nabla\cdot(\nabla\times\boldsymbol{\Psi})=0$，其中，$\boldsymbol{\Psi}$ 是一个任意的矢量，则磁场可以用下式定义[⊖]

$$\boldsymbol{H}=\nabla\times\boldsymbol{A} \tag{4.6}$$

这样，式（4.5）仍然成立。Wb/m 为磁矢量位的单位，并且迄今为止，它不是唯一的，因为只定义了它的旋度，并未定义它的散度。引入磁矢量位的定义，法拉第定律可以改写为

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=-\mathrm{j}\omega\mu\nabla\times\boldsymbol{A} \tag{4.7}$$

或

$$\nabla\times(\boldsymbol{E}+\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{A})=0 \tag{4.8}$$

现在，使用恒等式 $\nabla\times\nabla\psi=0$，其中 ψ 为任意标量，式（4.8）括号中的量可以被定义为

$$\boldsymbol{E}+\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{A}=-\nabla\phi \tag{4.9}$$

⊖ 一些作者定义磁矢量位的旋度 $\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A}$。该定义与本书的定义相差一个因数 μ。——原书注

这样式（4.8）仍然成立。标量 ϕ（V）是电标量位。代入式（4.6）和式（4.9），安培定律可以写成

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{A} = \omega^2 \mu\varepsilon \boldsymbol{A} - \mathrm{j}\omega\varepsilon \nabla\phi + \boldsymbol{J} \tag{4.10}$$

或者，代入矢量恒等式$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{\Psi} = \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{\Psi}) - \nabla^2 \boldsymbol{\Psi}$

$$\nabla^2 \boldsymbol{A} + \omega^2 \mu\varepsilon \boldsymbol{A} = -\boldsymbol{J} + \mathrm{j}\omega\varepsilon \nabla\phi + \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{A}) \tag{4.11}$$

式（4.11）的左侧与第2章求解的齐次矢量亥姆霍兹方程相同；右侧现在包含电流密度，以及磁矢量位和电标量位。到目前为止，只定义了磁矢量位的旋度。因为它的散度没有指定，所以它的散度可以任意选择，从而使 A 的定义唯一。磁矢量位一个通用的定义是

$$\nabla \cdot \boldsymbol{A} = -\mathrm{j}\omega\varepsilon\phi \tag{4.12}$$

这就是所谓的洛伦兹规范[⊖]。当然，也有其他的定义或者规范；但是，洛伦兹规范在当前讨论中是最有用的。在该条件下，式（4.11）变为

$$\nabla^2 \boldsymbol{A} + \omega^2 \mu\varepsilon \boldsymbol{A} = -\boldsymbol{J} \tag{4.13}$$

这是一个非齐次矢量亥姆霍兹方程，与在第2章分析的矢量亥姆霍兹方程非常地相似，该式包括电流密度。

式（4.13）的解称为格林函数；在自由空间中特定的解由本章参考文献［1］给出

$$g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}}{4\pi|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} \tag{4.14}$$

自由空间格林函数可以看作空间 $\boldsymbol{r}$ 处相对于 $\boldsymbol{r}'$ 处点源的空间脉冲响应。在式（4.14）中，磁矢量位由电流密度在其所占据的空间内积分得到：

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = \int_V \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}') g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') \mathrm{d}V = \int_V \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}') \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}}{4\pi|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} \mathrm{d}V \tag{4.15}$$

空间中某一点的磁矢量位是场源所占据的空间内所有电流密度点源的磁矢量位的叠加。

如前所述，电磁位是数学上构造出来的，它们本身并不描述辐射的特性。接下来将求解可以用来计算辐射功率密度的电场和磁场。将式（4.12）代入式（4.9）中，可以由磁矢量位得到电场

$$\boldsymbol{E} = -\mathrm{j}\omega\mu \boldsymbol{A} + \frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon} \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{A}) \tag{4.16}$$

磁场由式（4.6）确定。

4.1.2 由磁流密度 J_m 确定的电磁位

通过电流密度可以确定来自天线上实际电流源的辐射。尽管缺乏磁流存在的物理证据，但是它们在计算口径的辐射中非常有用，这将在后面的章节中证明。特别是口径内的电场可用称为磁流密度的等效流密度来代替。

⊖ 该式通常被命名为洛仑兹规范，然而正如本章参考文献［1］中标注，该磁量位散度的定义是由物理学家 L. V. Lorenz，而非著名物理学家 H. A. Lorentz。——原书注

与用不存在电荷的电场高斯定律定义矢量位相类似，这里用磁场高斯定律来定义磁矢量位。当只有磁流源存在的情况下，高斯定律中代入本构关系式得

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E}=0 \tag{4.17}$$

从而，电场可以用电矢量位 $\boldsymbol{F}$（C/m）表示为㊀

$$\boldsymbol{E}=-\nabla\times\boldsymbol{F} \tag{4.18}$$

与从电流密度确定电磁位类似，所得到的非齐次矢量亥姆霍兹方程为

$$\nabla^2\boldsymbol{F}+\omega^2\mu\varepsilon\boldsymbol{F}=-\boldsymbol{J}_m \tag{4.19}$$

其中电矢量位的散度为

$$\nabla\cdot\boldsymbol{F}=-\mathrm{j}\omega\mu\phi_m \tag{4.20}$$

其中 ϕ_m（A）是磁标量位。式（4.19）的解可以用自由空间格林函数表示

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})=\int_V\boldsymbol{J}_{\mathrm{m}}(\boldsymbol{r}')\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}}{4\pi|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\mathrm{d}V \tag{4.21}$$

然后从式（4.18）确定电场，并且磁场为

$$\boldsymbol{H}=-\mathrm{j}\omega\varepsilon\boldsymbol{F}+\frac{1}{\mathrm{j}\omega\mu}\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{F}) \tag{4.22}$$

如果电流密度和磁流密度都存在，总场可以通过电磁场源分别得到的电磁场的叠加来确定。因此，总场为

$$\boldsymbol{E}_{\text{total}}=\boldsymbol{E}_{\text{electric}}+\boldsymbol{E}_{\text{magnetic}}=-\nabla\times\boldsymbol{F}-\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{A}+\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{A}) \tag{4.23}$$

$$\boldsymbol{H}_{\text{total}}=\boldsymbol{H}_{\text{electric}}+\boldsymbol{H}_{\text{magnetic}}=\nabla\times\boldsymbol{A}-\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{F}+\frac{1}{\mathrm{j}\omega\mu}\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{F}) \tag{4.24}$$

4.1.3 无穷小偶极子的辐射

根据上一节的结果，一个有用的例子是无穷小偶极子天线，如图4.2所示，该天线长度为 $\mathrm{d}l$，远小于波长，并且假设其直径为零。指向 $\hat{z}$ 方向位于原点的无穷小偶极子的电流偶极矩为

$$\boldsymbol{p}=\hat{z}I\mathrm{d}l \tag{4.25}$$㊁

其电流密度可以表示为

$$\boldsymbol{J}=\hat{z}I\mathrm{d}l\delta(x')\delta(y')\delta(z') \tag{4.26}$$

其中 $\delta(x)$ 是狄里克利函数因此，磁矢量位为

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})=\hat{z}\int_V\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}}{4\pi|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\mathrm{d}V'=\hat{z}I\mathrm{d}l\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{4\pi r} \tag{4.27}$$

然后磁场可以根据（4.6）计算出来。在球坐标系中，结果为[2]

$$\boldsymbol{H}=\hat{\varphi}\mathrm{j}kI\mathrm{d}l\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{4\pi r}\left(1+\frac{1}{\mathrm{j}kr}\right)\sin\theta \tag{4.28}$$

㊀ 一些作者将电矢量位定义为 $\boldsymbol{D}=\nabla\times\boldsymbol{F}$，该定义与本书的定义相差一个因数 ε。——原书注

㊁ 原书有误，译者已将其更改。——译者注

而电场由式（4.16）计算出来

$$\boldsymbol{E}=\hat{\boldsymbol{r}}\eta I\mathrm{d}l\,\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{2\pi r^2}\left(1+\frac{1}{\mathrm{j}kr}\right)\cos\theta+\hat{\boldsymbol{\theta}}\mathrm{j}k\eta I\mathrm{d}l\,\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{4\pi r}\left(1+\frac{1}{\mathrm{j}kr}-\frac{1}{k^2r^2}\right)\sin\theta \tag{4.29}$$

值得注意的是电场和磁场是正交的，与平面波传播的情况是一样的。

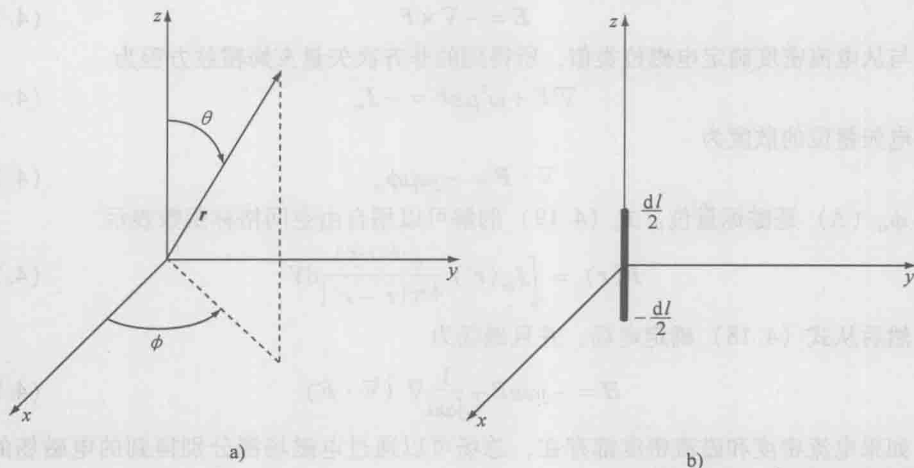


图4.2 （图a）坐标系（图b）无穷小偶极子天线

4.1.4 远场辐射

由无穷小偶极子天线产生的辐射场，式（4.28）和式（4.29）包括了随着到天线的距离 r 不同程度变化的项。所有分量都与距离的某次幂成反比。这种结果是相当直观的。因为辐射波从天线开始传播，所以波阵面在更大的区域里展开。在无源的媒质中，没有功率注入到传播的电磁波中，因为能量守恒，所以单位面积的电场强度必须降低。该场包括3个不同的分量。第一分量与 r^{-3} 有关并且只存在于电场中，这个场分量被称为静态偶极子场。电场和磁场分量均包括与 r^{-2} 有关的分量，称为感应场分量。最后，电场和磁场包含与 r^{-1} 有关的分量，称为辐射场。在遥感应用中，辐射波传播的距离远大于波长。在这样的距离上，则静态偶极子场和感应场在幅度上比辐射场衰减得更快，迅速减小到可以忽略的程度。剩下的为辐射场，可以传播很远的距离，这才是遥感领域感兴趣的场分量。

根据天线的波长和最大尺寸 d，天线周围的空间一般可以划分为3个区域，其大致是根据在某一区域中3个场分量中的哪个场分量占主导来定义的[2]。感应近场区的范围定义如下

$$r<0.62\sqrt{\frac{d^3}{\lambda}} \tag{4.30}$$

在该范围内静态偶极子场占主导。在辐射近场区，也被称为菲涅耳区，其定义为

$$0.62\sqrt{\frac{d^3}{\lambda}} < r < \frac{2d^2}{\lambda} \tag{4.31}$$

该区域中感应场占据主导地位。在远场区域，也称为夫琅和费区，其定义为

$$r > \frac{2d^2}{\lambda} \tag{4.32}$$

该区域中辐射场占据主导地位。

远场区是在安防遥感应用中主要关心的区域，特别是在微波和毫米波频段，波长和天线口径较小，使得距离 $2d^2/\lambda$ 较小。检测是否隐藏违禁品或移动物体时，关注的对象通常在远场中。因此，本章的其余部分将侧重于分析位于远场区的辐射场。

图4.3为示意图，其中观察点 p_1 非常明显地远离天线的位置 p_2。因此，$r >> r'$ 且

$$|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'| \approx r - \boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}} \tag{4.33}$$

自由空间的格林函数可以写成

$$g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') \approx \frac{\mathrm{e}^{-jkr}\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}}}}{4\pi(r-\boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}})} \tag{4.34}$$

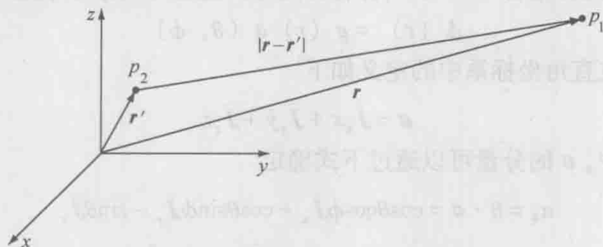


图4.3 远场的计算的示意图

分母中的项仅影响幅度，并且可以进一步被近似成

$$\frac{1}{r-\boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}}} \approx \frac{1}{r}\left(1+\frac{\boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}}}{r}\right) \approx \frac{1}{r} \tag{4.35}$$

因为 r 很大。格林函数由下式给出

$$g(r,r') \approx g(r)\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}}} \tag{4.36}$$

其中

$$g(r) = \frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{4\pi r} \tag{4.37}$$

然后，磁矢量位可以由下式给出

$$\boldsymbol{A}(r) = \frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{4\pi r}\int_{V'}\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}}}\mathrm{d}V' = g(r)\int_{V'}\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\hat{\boldsymbol{r}}}\mathrm{d}V' \tag{4.38}$$

在指数中的项可以改写为

$$\boldsymbol{r}' = x'\hat{\boldsymbol{x}} + y'\hat{\boldsymbol{y}} + z'\hat{\boldsymbol{z}} \tag{4.39}$$

和

$$\hat{\boldsymbol{r}} = \sin\theta\cos\phi\hat{\boldsymbol{x}} + \sin\theta\sin\phi\hat{\boldsymbol{y}} + \cos\theta\hat{\boldsymbol{z}} \tag{4.40}$$

可以得到

$$kr' \cdot \hat{r} = k\sin\theta\cos\phi x' + k\sin\theta\sin\phi y' + k\cos\theta z' = k_x x' + k_y y' + k_z z' \tag{4.41}$$

磁矢量位可以写成

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = g(r)\int_{x'}\int_{y'}\int_{z'}\boldsymbol{J}(x',y',z')\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_x x'+k_y y'+k_z z')}\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'\mathrm{d}z' \tag{4.42}$$

该积分是电流密度的三维傅里叶变换,

$$\tilde{\boldsymbol{J}}(k_x,k_y,k_z) = \int_{x'}\int_{y'}\int_{z'}\boldsymbol{J}(x',y',z')\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_x x'+k_y y'+k_z z')}\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'\mathrm{d}z' \tag{4.43}$$

因此

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = g(r)\tilde{\boldsymbol{J}}(k_x,k_y,k_z) \tag{4.44}$$

因此,磁矢量位可以通过电流密度的傅里叶变换直接得到。

虽然电流密度的傅里叶变换是3个波数 k_x、k_y 和 k_z 的函数,这些波数的定义见式(4.41),它们是球面坐标 θ 和 φ 的函数,而格林函数与半径有关。因此,矢量位可以用格林函数和方向性函数,即一个只含有切向球面坐标的函数来描述:

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = g(r)\,\boldsymbol{a}(\theta,\phi) \tag{4.45}$$

其中方向性函数在直角坐标系中的定义如下

$$\boldsymbol{a} = \tilde{\boldsymbol{J}}_x\hat{x} + \tilde{\boldsymbol{J}}_y\hat{y} + \tilde{\boldsymbol{J}}_z\hat{z} \tag{4.46}$$

在球坐标系中,$\boldsymbol{a}$ 的分量可以通过下式确定

$$a_\theta = \hat{\theta}\cdot\boldsymbol{a} = \cos\theta\cos\phi\tilde{\boldsymbol{J}}_x + \cos\theta\sin\phi\tilde{\boldsymbol{J}}_y - \sin\theta\tilde{\boldsymbol{J}}_z \tag{4.47}$$

$$a_\phi = \hat{\phi}\cdot\boldsymbol{a} = -\sin\phi\tilde{\boldsymbol{J}}_x + \cos\varphi\tilde{\boldsymbol{J}}_y \tag{4.48}$$

在远场中的电场和磁场,可以使用式(4.6)、式(4.16)及式(4.45)确定,仅保留正比于 r^{-1} 的分量。其结果是

$$\boldsymbol{E} = -\mathrm{j}k\eta g(r)(\hat{\theta}a_\theta + \hat{\phi}a_\phi) \tag{4.49}$$

$$\boldsymbol{H} = \mathrm{j}kg(r)(\hat{\theta}a_\phi - \hat{\phi}a_\theta) \tag{4.50}$$

因此,在远场的电场和磁场只包含在 θ 和 ϕ 方向的分量,正交于电磁波传播的方向。如第2章所推导的,这正好与平面波的场的方向相对应。因此,由电流密度所产生的位于远场的电磁波可以认为是平面波。

可以对由磁流密度产生的场进行类似的分析,得

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}) = g(r)\boldsymbol{f}(\theta,\phi) \tag{4.51}$$

其中 $\boldsymbol{f}$ 是与电矢量位相关的方向性函数,电矢量位的各个分量由磁流密度的傅里叶变换确定

$$f_\theta = \cos\theta\cos\phi\tilde{\boldsymbol{J}}_{mx} + \cos\theta\sin\phi\tilde{\boldsymbol{J}}_{my} - \sin\theta\tilde{\boldsymbol{J}}_{mz} \tag{4.52}$$

$$f_\phi = -\sin\phi\tilde{\boldsymbol{J}}_{mx} + \cos\phi\tilde{\boldsymbol{J}}_{my} \tag{4.53}$$

电磁场由下式给出

$$\boldsymbol{E} = -\mathrm{j}kg(r)(\hat{\theta}f_\phi - \hat{\phi}f_\theta) \tag{4.54}$$

$$\boldsymbol{H} = -\frac{1}{\eta}\mathrm{j}kg\ (r)\ (\hat{\boldsymbol{\theta}}f_\theta + \hat{\boldsymbol{\phi}}f_\phi) \tag{4.55}$$

如果电流密度和磁流密度同时存在，所产生的总场由两种源分别产生的场叠加得到

$$\boldsymbol{E} = -\mathrm{j}kg(r)\left[\hat{\boldsymbol{\theta}}(\eta a_\theta + f_\phi) + \hat{\boldsymbol{\phi}}(\eta a_\phi - f_\theta)\right] \tag{4.56}$$

$$\boldsymbol{H} = \mathrm{j}kg(r)\left[\hat{\boldsymbol{\theta}}\left(a_\phi - \frac{1}{\eta}f_\theta\right) - \hat{\boldsymbol{\phi}}\left(a_\theta + \frac{1}{\eta}f_\phi\right)\right] \tag{4.57}$$

4.1.5 无穷小偶极子远场辐射

返回到无穷小偶极子天线的例子中，其电流密度由式（4.26）给出，电流密度的傅里叶变换由下式给出

$$\tilde{\boldsymbol{J}}(k_x, k_y, k_z) = \hat{z}\int_{x'}\int_{y'}\int_{z'} I\mathrm{d}l\delta(x')\delta(y')\delta(z')\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_x x' + k_y y' + k_z z')}\,\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'\mathrm{d}z' \tag{4.58}$$

然后，由式（4.47）和式（4.48），方向性函数的分量为

$$a_\theta = -\sin\theta I\mathrm{d}l \tag{4.59}$$

$$a_\phi = 0 \tag{4.60}$$

因为电流密度只具有 z 方向分量。于是，辐射场由式（4.49）和式（4.50）确定，

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{\theta}}\mathrm{j}k\eta I\mathrm{d}l\,\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{4\pi r}\sin\theta \tag{4.61}$$

$$\boldsymbol{H} = \hat{\boldsymbol{\phi}}\mathrm{j}kI\mathrm{d}l\,\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{4\pi r}\sin\theta \tag{4.62}$$

返回前面第4.1.3节的无穷小偶极子的例子，可以看出式（4.61）和式（4.62）与式（4.28）和式（4.29）的与 r^{-1}有关的分量完全相同。此公式仅适用于远场，而前面的例子适用于所有的空间。同样，需要注意的是电场和磁场是相互正交的，并且与传播方向相互垂直。

4.2 天线参数

许多参数用来描述一个天线各个方面的性能，本节中总结了遥感应用中微波和毫米波天线的最常见的参数。许多参数从位于远场区域中的电磁场推导出来，因而是相互关联的。这些参数和其他参数在IEEE中的标准定义见本章参考文献［3］。

4.2.1 辐射功率密度和总辐射功率

天线的辐射功率密度可以由天线辐射的电场和磁场计算出的坡印廷矢量（功率密度）确定

$$\boldsymbol{S} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\ \{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}^*\} \tag{4.63}$$

在远场中，天线所辐射的电场和磁场仅仅是 θ 和 ϕ 的函数，

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{\theta}} E_{\theta} + \hat{\boldsymbol{\phi}} E_{\phi} \tag{4.64}$$

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{\eta}(\hat{\boldsymbol{r}} \times \boldsymbol{E}) = \frac{1}{\eta}(\hat{\boldsymbol{\phi}} E_{\theta} - \hat{\boldsymbol{\theta}} E_{\phi}) \tag{4.65}$$

天线辐射的功率密度的幅度为

$$S = \frac{1}{2\eta}\left(|E_{\theta}|^2 + |E_{\phi}|^2\right) \tag{4.66}$$

其中 S 的单位为 $\mathrm{W/m^2}$。功率密度也可以用方向性函数 a（或 f）改写成

$$S = \frac{\eta k^2}{32\pi^2 r^2}\left(|a_{\theta}|^2 + |a_{\phi}|^2\right) \tag{4.67}$$

天线的总辐射功率 P_{r} 由功率密度在包围天线的一个封闭的表面的积分确定：

$$P_{\mathrm{r}} = \iint_{4\pi} S\mathrm{d}s = \iint_{4\pi} S r^2 \sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\phi \tag{4.68}$$

式中，P_{r} 的单位为 W。

4.2.2 天线方向图

天线方向图，或辐射强度，定义为单位立体角的辐射功率（W/str），由下式给出

$$A(\theta, \phi) = r^2 S = \frac{r^2}{2\eta}\left(|E_{\theta}|^2 + |E_{\phi}|^2\right) = \frac{\eta k^2}{32\pi^2}\left(|a_{\theta}|^2 + |a_{\phi}|^2\right) \tag{4.69}$$

请注意，由于电场的定义中包含格林函数，它们是与 r 成反比的，故天线方向图与径向尺寸无关，仅与 θ 和 ϕ 有关。根据互易定理[2]，天线方向图不仅描述了发射天线辐射方向图的空间分布，而且描述了接收天线的接收方向图的空间分布。

通常的做法是将天线的方向图对其最大值 $A_{\max}$ 进行归一化，归一化的天线方向图为

$$A_{\mathrm{N}}(\theta, \phi) = \frac{A(\theta, \phi)}{A_{\max}} \tag{4.70}$$

它是无单位的。归一化的天线方向图对于描述天线方向图的各个方面的相对电平是非常有用的。图 4.4 显示了一个矩形口面的天线三维天线方向图。

天线方向图的一些主要特性将会影响其所在的系统的性能，其他天线参数是从天线方向图推导出来的。因此，天线方向图是天线的一个重要特征。天线的主波束是天线方向图的最大峰值，并且它表征了最大功率辐射的方向。除了峰值的方向，在主波束中一个重要特性是它的角宽度，或波束宽度，其描述主波束辐射的功率所覆盖的角度。

天线方向图还包括一定数量的副峰，称为旁瓣，它们把额外的功率辐射出去。在一般的遥感和天线的应用中，旁瓣是天线设计的一个主要考虑的因素，因为它们表示不想要的方向的信号也将被发送或接收。在有源雷达系统中，在副瓣所发射的信号可以被地面或其他的距离比较近的物体反射回来，产生较大的反射信号，从而可能掩盖从主波束方向接收到的来自更远处的物体的小反射信号。我们最经常使用的衡量旁瓣的指标是旁瓣电平，或主瓣辐射的功率与旁瓣辐射的功率之差，通常用分贝表示。最高旁瓣通常与主瓣直接相邻，称为第一旁瓣或主旁瓣；另一方面，较小的旁瓣被称为

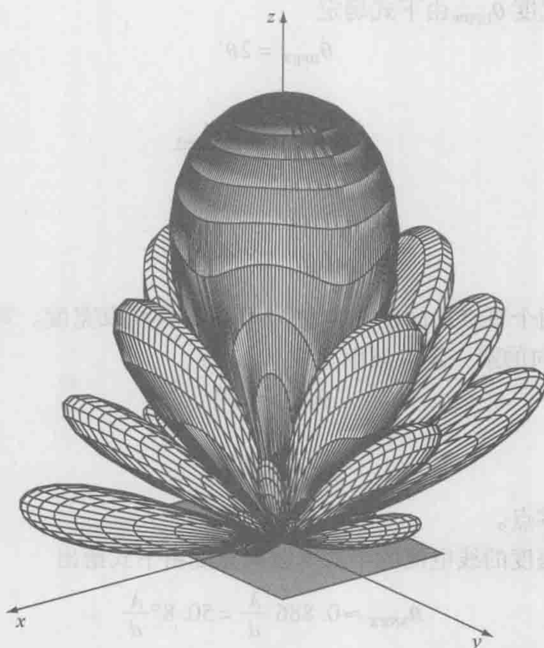


图 4.4　边长为 3λ 的方形口面天线的天线方向图

第二旁瓣或次级旁瓣。图 4.5 展示出了一个典型的天线方向图以及旁瓣电平（*SLL*）的定义。

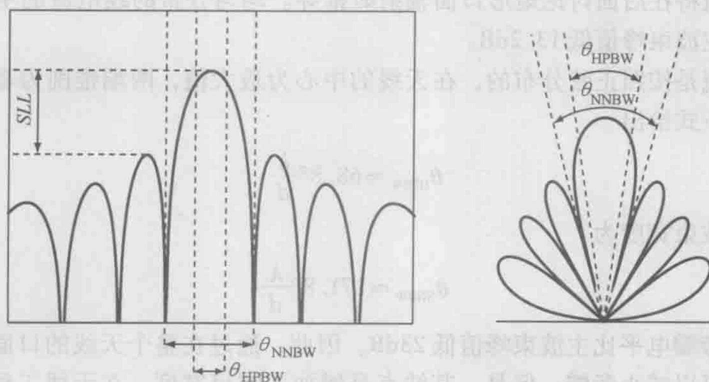


图 4.5　天线波束宽度和旁瓣电平的定义

4.2.3　天线方向图的波束宽度

在给定的平面上，两个辐射强度为最大辐射强度一半的点之间的角度宽度称为半功率波束宽度，或简称波束宽度，如图 4.5 所示。对于对称的波束，在 $\phi=0$ 平面，θ

方向的半功率波束宽度 θ_{HPBW} 由下式确定

$$\theta_{\mathrm{HPBW}} = 2\theta' \tag{4.71}$$

其中

$$A(\theta', 0) = \frac{A_{\max}}{2} \tag{4.72}$$

或者

$$A_{\mathrm{N}}(\theta', 0) = \frac{1}{2} \tag{4.73}$$

主波束相邻的两个零点之间的夹角称为第一零点波束宽度。对于对称的波束，在 $\phi=0$ 平面，在 θ 方向的第一零点波束宽度 θ_{NNBW} 为

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} = 2\theta'' \tag{4.74}$$

其中

$$A(\theta'', 0) = 0 \tag{4.75}$$

为方向图中的第一零点。

一条具有均匀幅度的线电流的半功率波束宽度由下式给出

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} \approx 0.886\,\frac{\lambda}{d} = 50.8^{\circ}\frac{\lambda}{d} \tag{4.76}$$

式中，d 是天线的长度。

线电流的第一零点波束宽度是

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} = 2\,\frac{\lambda}{d} = 114.6^{\circ}\frac{\lambda}{d} \tag{4.77}$$

这两个值将在后面讨论矩形口面辐射时推导。均匀分布的线电流的主旁瓣的旁瓣电平大约比主波束峰值低 13.2dB。

如果电流是按照正弦分布的，在天线的中心为最大值，两端锥削为零，其半功率波束宽度由下式给出

$$\theta_{\mathrm{HPBW}} \approx 68.8^{\circ}\frac{\lambda}{d} \tag{4.78}$$

而第一零点波束宽度为

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} \approx 171.8^{\circ}\frac{\lambda}{d} \tag{4.79}$$

正弦分布的旁瓣电平比主波束峰值低 23dB。因此，通过在整个天线的口面中实现电流锥削分布，可以减小旁瓣；但是，其缺点是增加了波束宽度。在天线工程中，一般减小旁瓣会导致主波束展宽。

正弦电流分布更接近一个真实的线天线的电流分布；因此，式（4.78）和式（4.79）可以用来近似计算一根线天线的波束宽度。在矩形口面天线中，在给定的尺寸下，其分布更接近于均匀分布，在这种情况下式（4.76）和式（4.77）更准确。比如，一个喇叭天线的方向性系数可以将天线等效看成沿某一主尺寸的线电流分布。

直径为 d 的均匀电流分布的圆口面半功率波束宽度和第一零点波束宽度由本章参

考文献［4］给出

$$\theta_{\mathrm{HPBW}} \approx 58.9^{\circ}\frac{\lambda}{d} \tag{4.80}$$

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} \approx 139.6^{\circ}\frac{\lambda}{d} \tag{4.81}$$

这些关系表明天线的一个通用的重要特点：与波长相比，大尺寸的天线波束窄、方向性系数大；而与波长相比小尺寸的天线波束宽，方向性系数小。

4.2.4 天线立体角

在遥感应用中，用立体角描述天线方向图的一些特性是非常有用的，不同的发射功率通过立体角辐射出去。这些参数将用于第6章辐射计的接收功率密度的推导。

方向图的立体角，或波束的立体角，是一个立体角，所有功率均通过此立体角辐射，并且在此立体角内的辐射强度等于最大值。它被定义为归一化的天线方向图的空间积分，

$$\Omega_{\mathrm{A}} = \iint_{4\pi} A_{\mathrm{N}}\,\mathrm{d}\Omega \tag{4.82}$$

它的单位为立体弧度。主波束的立体角是归一化天线方向图在主波束的范围内的空间积分，

$$\Omega_{\mathrm{M}} = \iint_{\substack{\text{main}\\ \text{beam}}} A_{\mathrm{N}}\,\mathrm{d}\Omega \tag{4.83}$$

主波束的范围通常指的是在方向图的第一个零点之间的角度。副瓣的立体角是天线方向图在不包含主波束的空间内的空间积分，因此，

$$\Omega_{\mathrm{m}} = \Omega_{\mathrm{A}} - \Omega_{\mathrm{M}} \tag{4.84}$$

主波束立体角与方向图立体角的比值称为主波束效率。

$$\varepsilon_{\mathrm{M}} = \frac{\Omega_{\mathrm{M}}}{\Omega_{\mathrm{A}}} \tag{4.85}$$

其衡量的是相对于其他不想要的方向辐射的功率从主瓣方向辐射的功率的大小。

4.2.5 方向性系数

天线的方向性系数是在给定方向上的辐射强度与所有方向的平均辐射强度之比

$$D(\theta,\phi) = \frac{4\pi A(\theta,\phi)}{\iint_{4\pi} A(\theta,\phi)\,\mathrm{d}\Omega} = \frac{4\pi A(\theta,\phi)}{P_{\mathrm{r}}} \tag{4.86}$$

如果没有指定方向，方向性系数通常指的是最大辐射强度方向。最大的方向性系数是天线方向图的最大值

$$D_{\max} = \frac{4\pi A_{\max}}{P_{\mathrm{r}}} \tag{4.87}$$

在归一化天线方向图中，

$$D_{max} = \frac{4\pi A_{max}}{\iint_{4\pi} A(\theta,\phi)\,d\Omega} = \frac{4\pi}{\iint_{4\pi} A_N(\theta,\phi)\,d\Omega} \tag{4.88}$$

因此，由式（4.83），最大的方向性系数可以写成

$$D_{max} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \tag{4.89}$$

任何真实的天线都是定向的，即天线方向图不是各向同性的或所有方向不都是相同的。全向天线作为数学模型在分析和设计天线时是非常有效的，例如天线增益的定义，但是实际中它们并不存在[5]。

对于高定向性天线，大部分的辐射功率是在主波束方向，主波束以外的方向辐射的功率在某些情况下可以忽略不计。在这种情况下，方向图的立体角可表示为

$$\Omega_A \approx \theta_{BW}\phi_{BW} \tag{4.90}$$

式中，θ_{BW}和ϕ_{BW}是在θ和ϕ主平面的主波束的半功率波束宽度。于是，最大方向性系数可以用下式近似

$$D_{max} \approx \frac{4\pi}{\theta_{BW}\phi_{BW}} \tag{4.91}$$

其中用角度表示为

$$D_{max} \approx \frac{41253}{\theta_{BW}\phi_{BW}} \tag{4.92}$$

对于均匀照射的单个天线，该表达式是很好的近似；对于平面阵列，将在本章的后面进行讨论，一个更精确的近似公式为[6]

$$D_{max} \approx \frac{32400}{\theta_{BW}\phi_{BW}} \tag{4.93}$$

4.2.6 增益

天线的增益是指给定方向上的辐射功率密度与具有相同输入功率P_{in}的各向同性天线的功率密度的比值。增益是天线性能的标准度量，往往指的是沿着最大辐射强度的方向的增益的最大值。增益通过天线的辐射效率与方向性系数联系起来，天线的辐射效率是天线的辐射功率与天线的输入功率之比，

$$\varepsilon_r = \frac{P_r}{P_{in}} \tag{4.94}$$

损耗的功率P_l转换成天线材料的热量。因为

$$P_{in} = P_r + P_l \tag{4.95}$$

辐射和损耗功率可以用辐射效率表示

$$P_r = \varepsilon_r P_{in} \tag{4.96}$$

$$P_l = (1-\varepsilon_r)P_{in} \tag{4.97}$$

增益用输入功率为P_{in}的天线的辐射功率密度定义如下

$$G(\theta,\phi) = \frac{S(\theta,\phi)}{S_i} \tag{4.98}$$

其中 S_i 是具有相同输入功率 P_{in} 的一个无耗的全向天线的辐射功率密度。因为全向天线是无耗的，所以输入功率等于辐射功率 P_{ri}。因此，从式（4.68）可得

$$S_i = \frac{P_{ri}}{4\pi r^2} = \frac{P_{in}}{4\pi r^2} \tag{4.99}$$

根据式（4.96），可以认为各向同性辐射功率与非理想天线的辐射功率是有关系的。因此，

$$S_i = \frac{P_r}{4\pi\varepsilon_r r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_r}\iint_{4\pi} S(\theta,\phi)\,d\Omega \tag{4.100}$$

因此，增益为

$$G(\theta,\phi) = 4\pi\varepsilon_r \frac{S(\theta,\phi)}{\iint_{4\pi} S(\theta,\phi)\,d\Omega} = \varepsilon_r D(\theta,\phi) \tag{4.101}$$

最大增益为

$$G_{max} = \varepsilon_r D_{max} = \varepsilon_r \frac{4\pi}{\Omega_A} \tag{4.102}$$

4.2.7 口径面积和方向图立体角

在讨论辐射计时，关于方向图立体角和天线口径的有效面积之间的关系式是非常有用的。有效口径 A_e 是在接收天线的终端获得的功率 P_T 与从给定方向入射到天线的功率流的比值，假定该天线的极化与入射波的极化相匹配，如下一节中所讨论的，由下式给出

$$A_e = \frac{P_T}{S_{inc}} \tag{4.103}$$

有效面积用天线的物理面积 A_p 表示为

$$A_e = \varepsilon_A A_p \tag{4.104}$$

其中，$0 \leqslant \varepsilon_A \leqslant 1$ 是口径效率，考虑了天线的导体损耗和阻抗不匹配。

有效口径面积和方向图的立体角之间的关系可以通过口径中场的功率来得到

$$P_1 = \frac{|E_{ap}|^2 A_e}{2\eta} \tag{4.105}$$

在距离 r 处的功率

$$P_2 = \frac{|E_r|^2}{2\eta} r^2 \Omega_A \tag{4.106}$$

r 处的电场与口径处的电场的关系为[7]

$$|E_r| = \frac{|E_{ap}| A_e}{r\lambda} \tag{4.107}$$

这对于一个均匀照射的口径成立。由式（4.106）和式（4.107）得到

$$P_2 = \frac{|E_{ap}|^2}{2\eta\lambda^2} A_e^2 \Omega_A \tag{4.108}$$

如果电磁波传播的媒质是无耗的，辐射功率 P_2 肯定等于口径功率 P_1。因此，式（4.105）和式（4.108）相等得到

$$A_e = \frac{\lambda^2}{\Omega_A} \tag{4.109}$$

因此，有效口径面积和方向图立体角的乘积等于波长的二次方。

最大方向性系数可以用有效面积表示，将式（4.109）代入式（4.89）得到

$$D_{max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \tag{4.110}$$

根据式（4.101），增益为

$$G_{max} = \varepsilon_r \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \tag{4.111}$$

对于天线的方向性系数有一个非常有用的近似就是假设对于给定的天线，有效面积等于口径的物理面积。然后，式（4.110）可直接用于在给定的波长计算天线的方向性系数。对于具有高效率因子的天线，如果辐射效率已知，则可以通过用效率因子乘以方向性系数计算出增益，即

$$G_{max} \approx \varepsilon_r \frac{4\pi}{\lambda^2} A_p \tag{4.112}$$

一个有用的例子是具有单位增益的全向天线。对于这样的辐射单元，$A_N = 1$，天线的立体角式（4.82）为 $\Omega_A = 4\pi$。因此，由式（4.109）得到全向天线的有效面积为

$$A_{e,isotropic} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \tag{4.113}$$

全向辐射单元的有效面积与波长的二次方成比例。

4.2.8 天线温度和噪声功率

由于材料中电子的热运动，所有具有非零绝对温度的物体都会辐射能量，称为热辐射。我们将在第6章进行详细的讨论。因此，天线固有的热辐射，在天线的终端表现为噪声功率。在微波和毫米波频率，热辐射的功率与天线的噪声温度 T_A 成正比，称为

$$P_A = kT_A \Delta f \tag{4.114}$$

式中，k 为玻尔兹曼常数 $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K，Δf 为信号的带宽。

由于热运动的随机性，噪声功率具有高斯分布。在一个辐射计中，天线的噪声温度是入射的热辐射的结果，天线的噪声功率是感兴趣的信号，这将在第6章中进一步讨论。

4.2.9 极化

天线的极化是由该天线在给定方向所发送的电磁波的极化决定的。一般与角度有关，天线的极化通常认为是沿最大辐射强度方向辐射的电磁波的极化。

天线与入射波的极化匹配程度用极化损耗因子来衡量。对于给定的入射波

$$\boldsymbol{E}_{\text{inc}}=\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{inc}}E_{\text{inc}} \tag{4.115}$$

其中，$\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{inc}}$是入射波极化的单位矢量，而接收天线中的电磁波

$$\boldsymbol{E}_{\text{a}}=\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{a}}E_{\text{a}} \tag{4.116}$$

其中，$\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{a}}$是天线的极化，损耗因子被定义为

$$\varepsilon_p=\left|\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{inc}}\cdot\hat{\boldsymbol{p}}_{\text{a}}\right|=\cos\Psi \tag{4.117}$$

式中，Ψ是两个波之间的角度。

4.3 线天线的性质

在本节中，电流源的辐射的例子将用到前面所讲的概念。如引言中所述，辐射源可以是天线上的电流密度或口径中等效的磁流密度。线性线天线属于第一类天线，而喇叭和微带天线等属于后者。

前面推导了无穷小偶极子天线的辐射场。由于它的无穷小和线性的性质，这种天线可以作为差分单元，用来计算一个有限长度的线性线天线的场。首先，推导无穷小偶极子天线的一些性质。接着，计算长对称阵子天线的辐射场和方向图。对于线性线天线的详细分析，请读者参考本章参考文献［8］。

4.3.1 无穷小偶极子天线

如4.1节所示，无穷小偶极子天线的方向性函数为

$$a_\theta=-\sin\theta Idl \tag{4.118}$$

根据式（4.67）的定义，辐射功率密度为

$$S=\frac{\eta k^2\,|Idl|^2}{32\pi^2r^2}\sin^2\theta \tag{4.119}$$

天线方向图为

$$A(\theta)=r^2S=\frac{\eta k^2\,|Idl|^2}{32\pi^2}\sin^2\theta \tag{4.120}$$

天线方向图的最大值出现在$\sin^2\theta=1$点，于是

$$A_{\max}=\frac{\eta k^2\,|Idl|^2}{32\pi^2} \tag{4.121}$$

因此，天线的归一化方向图是

$$A_{\text{N}}(\theta)=\sin^2\theta \tag{4.122}$$

天线方向图如图4.6所示。它是环形的，在$\theta=0°$和180°具有零点，并且在$\theta=90°$具有最大值。在该图中的峰值位于侧面，而零点位于天线所在的轴。此外，由于天线在ϕ方向上是对称的，所以天线的方向图随ϕ是不变的，只与θ有关。

无穷小偶极子天线辐射的总功率可以由式（4.68）的积分确定

$$P_{\text{r}}=\iint_{4\pi}Sr^2\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi=\frac{\eta k^2\,|Idl|^2}{12\pi^2} \tag{4.123}$$

因此，天线的方向性系数为

$$D(\theta,\phi)=\frac{3}{2}\sin^2\theta \tag{4.124}$$

最大的方向性系数为

$$D_{\max}=\frac{4\pi A_{\max}}{P_{\mathrm{r}}}=\frac{3}{2} \tag{4.125}$$

4.3.2 长偶极子

一个有限长度的对称阵子天线可以认为是无穷小偶极子天线的叠加。图 4.7 展示出了位于 z 轴的长度为 l 的长（与波长相比）对称阵子天线。中心馈电的对称阵子天线的电流近似沿天线呈正弦分布，且零点位于天线的两端[8,9]。因此，天线上的电流可以用下式表示

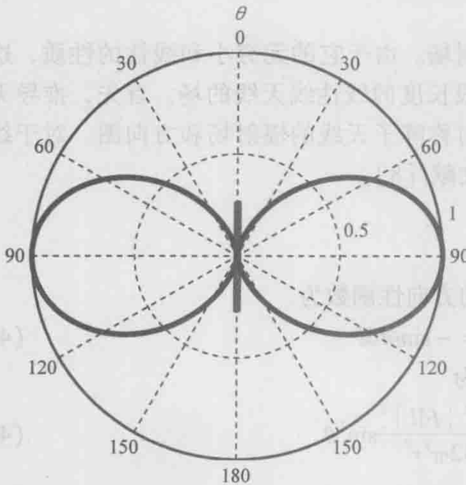


图 4.6 无穷小偶极子天线的归一化天线方向图



图 4.7 长对称阵子天线

$$\boldsymbol{I}=\hat{z}I_0\delta(x')\delta(y')\sin\left[k\left(\frac{l}{2}-|z'|\right)\right] \tag{4.126}$$

其他位置的电流为零。电流密度的傅里叶变换是电流沿天线的积分，

$$\begin{aligned}\tilde{\boldsymbol{J}} &= \hat{z}\iiint_{x'y'z'}I_0\delta(x')\delta(y')\sin\left[k\left(\frac{l}{2}-|z'|\right)\right]\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_xx'+k_yy'+k_zz')}\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'\mathrm{d}z' \\ &= \hat{z}\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}}I_0\sin\left[k\left(\frac{1}{2}-|z'|\right)\right]\mathrm{e}^{jk_zz'}\mathrm{d}z'\end{aligned} \tag{4.127}$$

因此，波数是 $k_z=k\cos\theta$；

$$\tilde{\boldsymbol{J}}=\hat{z}\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}}I_0\sin\left[k\left(\frac{l}{2}-|z'|\right)\right]\mathrm{e}^{jkz'\cos\theta}\mathrm{d}z' \tag{4.128}$$

将式（4.128）代入式（4.47）；进行积分，并得方向性函数

$$a_\theta = -\frac{2I_0}{k}\left[\frac{\cos\left(\frac{1}{2}kl\cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}kl\right)}{\sin\theta}\right] \tag{4.129}$$

于是远场的电场和磁场为

$$E_\theta = \mathrm{j}\eta I_0\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{2\pi r}\left[\frac{\cos\left(\frac{1}{2}kl\cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}kl\right)}{\sin\theta}\right] \tag{4.130}$$

$$H_\phi = \mathrm{j}I_0\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{2\pi r}\left[\frac{\cos\left(\frac{1}{2}kl\cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}kl\right)}{\sin\theta}\right] \tag{4.131}$$

对称阵子天线的辐射功率可以从方向性函数式（4.129）或电场式（4.130）计算出来，这两种情况的计算结果是一样的。

$$S = \frac{\eta\,|I_0|^2}{8\pi^2 r^2}\left[\frac{\cos\left(\frac{1}{2}kl\cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}kl\right)}{\sin\theta}\right]^2 \tag{4.132}$$

天线方向图由 $A = r^2 S$ 确定，于是

$$A(\theta) = \frac{\eta|I_0|^2}{8\pi^2}\left[\frac{\cos\left(\frac{1}{2}kl\cos\theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}kl\right)}{\sin\theta}\right]^2 \tag{4.133}$$

由于天线的对称性，天线的方向图仅仅是 θ 的函数。长度分别为 $l = 1\lambda$，2λ，3λ 和 4λ 的天线的归一化天线方向图如图4.8所示。

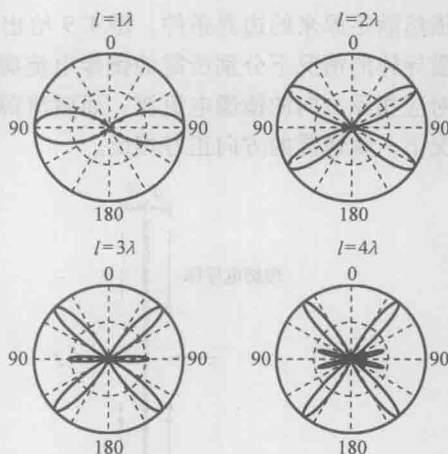


图4.8　长度分别为 $l = 1\lambda$，2λ，3λ，4λ 的归一化天线方向图

4.4　口面天线

在4.1节中所讲的计算辐射场的方法比较简单，因为可以通过天线表面的电流密度来计算电磁位。在口面天线，诸如喇叭天线，天线的辐射场虽然最终也是由电流源产生，但是这些用来将导波系统中的波转换成自由空间波的天线，不再是一个可以存在电流密度的金属区域。天线的相关部分是被自由空间或介质所占据的口径，其中存在电磁场，但是不存在物理电流密度。因此，为了运用相对直接的方法，即从电磁位计算辐射场，必须首先推导电磁位与口径场的关系。

这样的关系可以通过使用等效原理来得到，即电磁场可以用满足边界条件的等效源来代替。等效原理最初是由基尔霍夫提出的[10,11]，作为惠更斯原理的扩展。惠更斯原理阐述了多个点源组成的波阵面可以看成是每个独立的点源产生的波阵面的叠加[2]。利用该原理，位于天线口径中的场可以用等效源代替，然后可以用电磁位来计算辐射

场。

4.4.1 镜像原理

在推导用来分析口面天线的等效原理之前，需要先讨论镜像原理。镜像原理可以从在理想导电平面存在的情况下，激励源所产生的场的计算过程中推导出来[12]。我们最感兴趣的问题是边界条件的问题，其中导体是理想电导体；对于理想磁导体的对偶问题是相似的。

在一个无限大的理想导体平面存在的情况下，我们考虑一个电流源。该边界条件说明，在导电边界上电场的切向分量必须为零。根据镜像原理，只要增加一个取向合适的镜像源，使得在边界处电场的切向分量为零，就可以用自由空间代替理想电导体而依然满足原来的边界条件。图 4.9 给出了一个真实的电流和磁流在理想电导体和理想磁导体的情况下分别所需的镜像电流源的方向。在理想电导体情况下，切向的电流源对应相反方向的镜像电流源，而磁流源对应相同方向的镜像磁流源。在理想磁导体情况下，镜像源的方向正好相反。

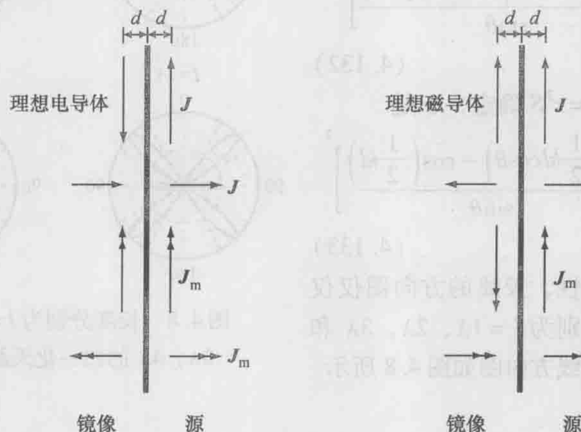


图 4.9 在导体平面存在下的真实源和镜像源

当导体平面和切向源之间的距离接近于零时，可以导出等效原理的一个重要性质，也就是，在极限情况下，此电流密度就变成了面电流密度；又因为它们都在边界的表面上，所以用自由空间代替理想导体时导致真实源和镜像源叠加在一起。在理想电导体平面下，切向电流相互抵消，如图 4.10 所示。但是，切向磁流相互叠加，且磁流密度是原磁流密度的两倍。



图 4.10 当源和导体平面之间的间隔接近于零时所得的切向电流和磁流密度

4.4.2 等效原理

下面将研究一下自由空间中的源 $\boldsymbol{J}$ 和 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{m}}$ 所产生的场 $\boldsymbol{E}_1$ 和 $\boldsymbol{H}_1$。如图4.11，面 $\boldsymbol{S}$ 为完全包围体积 V_0 中的电流密度的一个封闭表面。表面以外的场位于体积 V_1 中，且保持不变。等效原理指出，在 V_0 中的源和场可以换成新的场 $\boldsymbol{E}_0$ 和 $\boldsymbol{H}_0$，以及表面上的电流密度 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{s}}$ 和 $\boldsymbol{J}_{\mathrm{ms}}$，它们满足边界条件

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{s}} = \hat{\boldsymbol{n}} \times (\boldsymbol{H}_1 - \boldsymbol{H}_0) \tag{4.134}$$

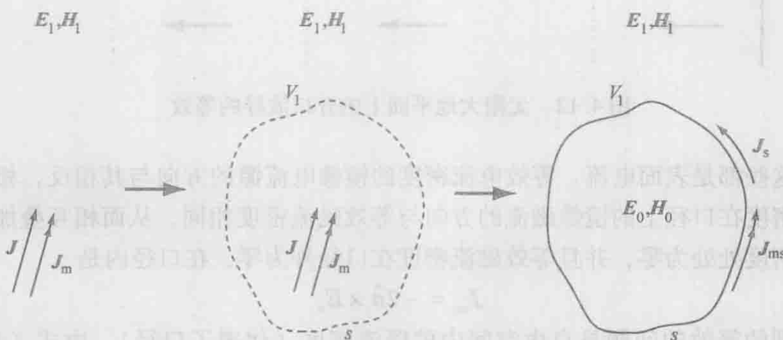


图4.11 等效原理

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{ms}} = -\hat{\boldsymbol{n}} \times (\boldsymbol{E}_1 - \boldsymbol{E}_0) \tag{4.135}$$

由于新定义的场和表面电流满足式（4.134）和式（4.135），在体积 V_1 中的场 $\boldsymbol{E}_1$ 和 $\boldsymbol{H}_1$ 仍将保持不变。

更换了 V_0 中的场和源，隐含的假设是所关心的场在 V_1 中，而不在 V_0 中。因此，该问题可以通过设置表面内的场为零来进行简化。于是，边界条件为

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{s}} = \hat{\boldsymbol{n}} \times \boldsymbol{H}_1 \tag{4.136}$$

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{ms}} = -\hat{\boldsymbol{n}} \times \boldsymbol{E}_1 \tag{4.137}$$

其中 $\boldsymbol{E}_1$ 和 $\boldsymbol{H}_1$ 是在表面上指定的。等效电流密度现在可以仅用表面 s 上的场来表示。如果表面包围一个天线，诸如喇叭天线，并且与口径一致，则场 $\boldsymbol{E}_1$ 和 $\boldsymbol{H}_1$ 是天线口径上的场。因此，等效电流由式（4.136）和式（4.137）确定，然后可以用电磁位来计算辐射场。

下面将研究无限大的地平面上一个开口波导，如图4.12所示。口径包含电场 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}$ 并且无磁场。根据等效原理，可以定义一个面 s，与接地平面和口径重合，而口径中的场可以由一个等效磁流密度来代替。地平面上的切向电场是零；因此，口径的外面不存在等效的磁流。由于口径的外面的磁场没有明确；因此，表面 s 上有可能存在等效电流。

因为对接地平面左侧的场不关心，所以在左侧可以用任意媒质填充。对于口面天线的分析，左侧填充理想导体将使得分析更加方便。口径上的等效磁流密度和电流密度将产生镜像电流。

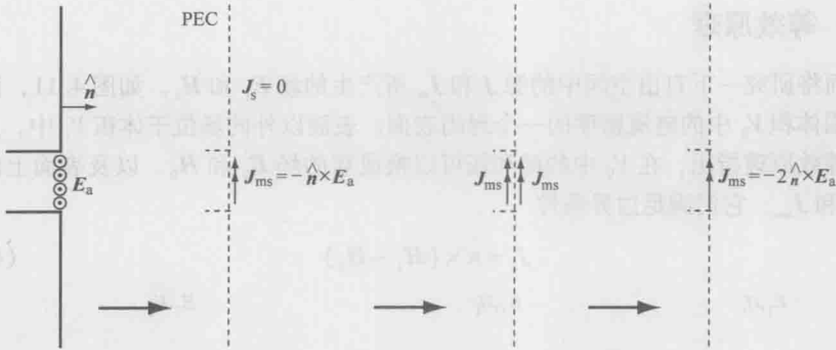


图 4.12 无限大地平面上的开口波导的等效

因为这些都是表面电流，等效电流密度的镜像电流源的方向与其相反，相互抵消。等效磁流密度在口径上的镜像磁流的方向与等效磁流密度相同，从而相互叠加。因此，等效电流密度处处为零，并且等效磁流密度在口径外为零，在口径内是

$$J_{ms} = -2\hat{n} \times E_a \tag{4.138}$$

所得到的等效的问题是自由空间中的磁流密度（代表了口径）。由式（4.51）可以从 J_{ms} 计算出电矢量位 F，然后可以根据式（4.18）和式（4.22）计算出辐射场，也可以直接根据式（4.52）~式（4.55）计算出辐射场。

在许多情况下，所考虑的天线不与接地平面齐平，并且可能被自由空间所包围。在这种情况下，典型的方法是在口径上定义表面 s（假设这有一个接地平面），并简单地假设在口径外的电场和磁场为零。因此，只有天线口径内的等效流不为零，接下来可以按照前面的例子进行分析。虽然采用了近似，但是这种方法所得到的结果与测量的数据很接近，并且提供的天线主波束精度很高[2]。

4.4.3 矩形口面的辐射

在微波、毫米波遥感应用中，常见的矩形口面天线包括喇叭天线、波导缝隙天线、微带天线等。对于一般的矩形口面的分析可以作为大多数矩形口面天线的近似分析结果。接地平面上尺寸为 $a\times b$ 的矩形口面，如图 4.13 所示。口面中的电场如下

$$E_a = \hat{y}E_0 \tag{4.139}$$

口面不包含磁场，且口面外的场为零。根据等效原理，口面中的场可以用等效磁流密度代替

$$J_m = -2\hat{n} \times E_a = 2\hat{x}E_0 \tag{4.140}$$

磁流只存在于 $-a/2\leqslant x\leqslant a/2$，$-b/2\leqslant y\leqslant b/2$ 的区域中。进行傅里叶变换得

$$\tilde{J}_{mx} = 2abE_0\mathrm{sinc}\left(\frac{ak_x}{2}\right)\mathrm{sinc}\left(\frac{bk_y}{2}\right) \tag{4.141}$$

其中

$$\operatorname{sinc}(\alpha)=\frac{\sin\alpha}{\alpha} \tag{4.142}$$

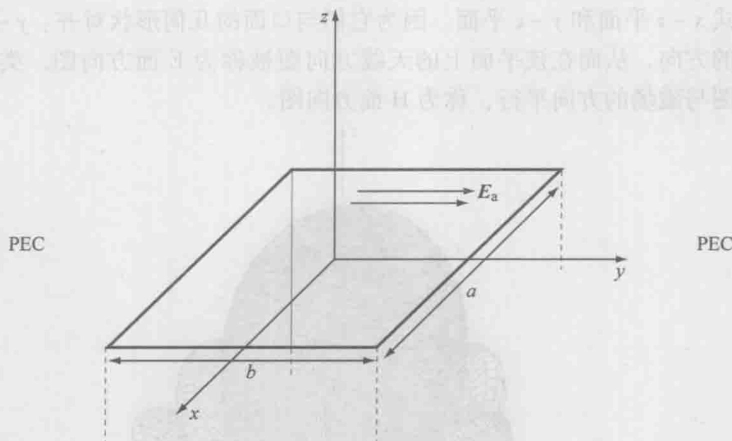


图 4.13 接地平面上的矩形口面

根据式（4.52）和式（4.53）可以确定方向性函数 f 如下

$$f_\theta=2abE_0\cos\theta\cos\phi\operatorname{sinc}\left(\frac{ak_x}{2}\right)\operatorname{sinc}\left(\frac{bk_y}{2}\right) \tag{4.143}$$

$$f_\phi=-2abE_0\sin\phi\operatorname{sinc}\left(\frac{ak_x}{2}\right)\operatorname{sinc}\left(\frac{bk_y}{2}\right) \tag{4.144}$$

根据式（4.54），电场分量如下

$$E_\theta=\mathrm{j}k2abE_0g(r)\sin\phi\operatorname{sinc}\left(\frac{ak_x}{2}\right)\operatorname{sinc}\left(\frac{bk_y}{2}\right) \tag{4.145}$$

$$E_\phi=\mathrm{j}k2abE_0g(r)\cos\theta\cos\phi\operatorname{sinc}\left(\frac{ak_x}{2}\right)\operatorname{sinc}\left(\frac{bk_y}{2}\right) \tag{4.146}$$

由式（4.69）可以计算出用电场分量表示的天线方向图

$$\begin{aligned}A(\theta,\phi)=&\frac{1}{8\eta\pi^2}(abk|\boldsymbol{E}_0|)^2\\&\times\left[\sin^2\phi\operatorname{sinc}^2\left(\frac{ak}{2}\sin\theta\cos\phi\right)\operatorname{sinc}^2\left(\frac{bk}{2}\sin\theta\sin\phi\right)\right.\\&\left.+\cos^2\theta\cos^2\phi\operatorname{sinc}^2\left(\frac{ak}{2}\sin\theta\cos\phi\right)\operatorname{sinc}^2\left(\frac{bk}{2}\sin\theta\sin\phi\right)\right]\end{aligned} \tag{4.147}$$

其中波数已经展开。式（4.147）的中括号里面式子的最大值是1。因此，天线的归一化方向图是

$$\begin{aligned}A_N(\theta,\phi)=&\sin^2\phi\operatorname{sinc}^2\left(\frac{ak}{2}\sin\theta\cos\phi\right)\operatorname{sinc}^2\left(\frac{bk}{2}\sin\theta\sin\phi\right)\\&+\cos^2\theta\cos^2\phi\operatorname{sinc}^2\left(\frac{ak}{2}\sin\theta\cos\phi\right)\operatorname{sinc}^2\left(\frac{ak}{2}\sin\theta\cos\phi\right)\end{aligned} \tag{4.148}$$

$a=4\lambda$，$b=3\lambda$ 的矩形口面的方向图见图 4.14a。

为了便于查看，天线的方向图可以看成是通过原点的平面的二维函数。值得考虑的平面分布式 $x-z$ 平面和 $y-z$ 平面，因为它们与口面的几何形状对齐。$y-z$ 平面的取向沿着电场的方向，从而在该平面上的天线方向图被称为 E 面方向图。类似地，$x-z$ 平面的方向图与磁场的方向平行，称为 H 面方向图。

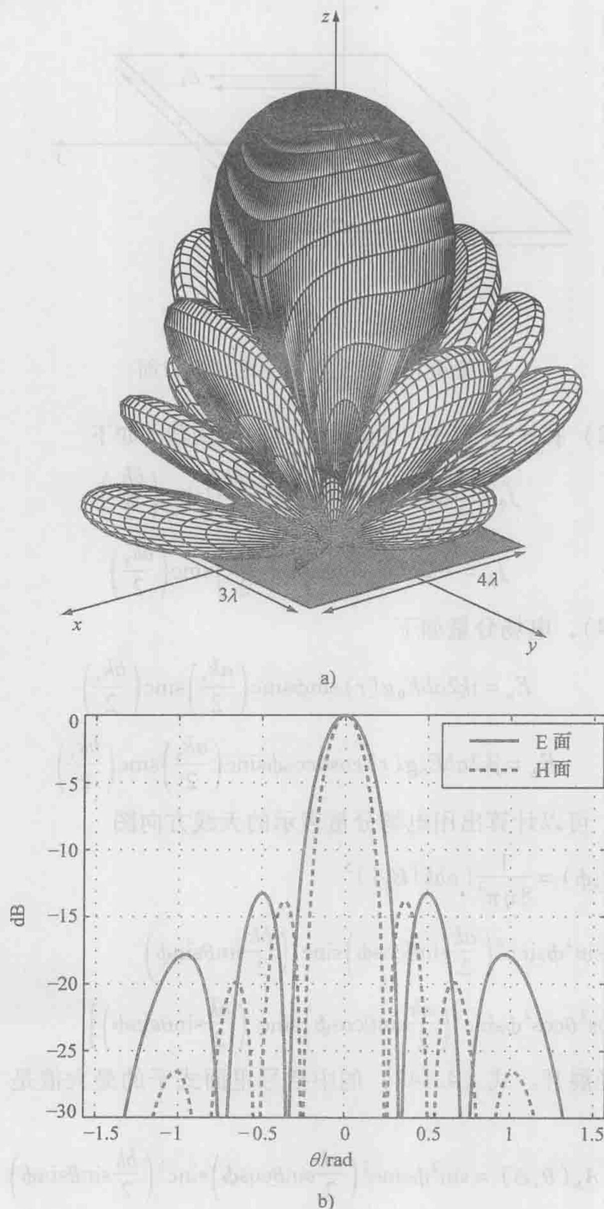


图 4.14 $a=4\lambda$，$b=3\lambda$ 的矩形口面
a）归一化天线方向图 b）E 面和 H 面方向图

通过计算 $\varphi=\pi/2$ 的归一化天线方向图，可以确定 E 面方向图，即

$$A_{E}(\theta)=A_{N}(\theta,\phi=\pi/2)=\operatorname{sinc}^{2}\left(\frac{bk}{2}\sin\theta\right) \tag{4.149}$$

通过设置让 $\varphi=0$ 得 H 面方向图，即

$$A_{H}(\theta)=A_{N}(\theta,\phi=0)=\cos^{2}\theta\operatorname{sinc}^{2}\left(\frac{ak}{2}\sin\theta\right) \tag{4.150}$$

E 面和 H 面的天线方向图如图 4.14b 所示。

E 面方向图的半功率波束宽度可以通过归一化天线方向图的主波束等于 0.5 的角度来确定，

$$\operatorname{sinc}^{2}\left(\frac{bk}{2}\sin\theta_{H}\right)=0.5 \tag{4.151}$$

于是，sinc 函数近似等于 1.391

$$\frac{bk}{2}\sin\theta_{H}=1.391 \tag{4.152}$$

或者

$$\theta_{H}=\arcsin\left(\frac{2.782}{kb}\right)=\arcsin\left(0.443\frac{\lambda}{b}\right) \tag{4.153}$$

因此，半功率波束宽度为

$$\theta_{HPBW}=2\arcsin\left(0.443\frac{\lambda}{b}\right) \tag{4.154}$$

对于 $b>>\lambda$ 的大口径，式（4.154）很小，因而

$$\theta_{HPBW}\approx0.886\frac{\lambda}{b} \tag{4.155}$$

E 面方向图的第一零点波束宽度由方向图第一个达到零点的角度确定，即

$$\frac{bk}{2}\sin\theta_{N}=\pi \tag{4.156}$$

故

$$\theta_{N}=\arcsin\left(\frac{2\pi}{kb}\right)=\arcsin\left(\frac{\lambda}{b}\right) \tag{4.157}$$

第一零点波束宽度为

$$\theta_{NNBW}=2\arcsin\left(\frac{\lambda}{b}\right) \tag{4.158}$$

对于 $b>>\lambda$ 的大口径，波束宽度近似为

$$\theta_{NNBW}\approx2\frac{\lambda}{b} \tag{4.159}$$

4.4.4 圆口面的辐射

虽然矩形口面是最常用的天线实现形式，但是圆形口面也是比较常用的，例如，具有圆口面的圆柱喇叭天线、反射面天线和透镜天线系统。与矩形口面一样，一般圆

形口面的分析结果可以近似应用到圆形口面的天线或者天线系统中。下面将考察在无限大地平面上半径为 a 的圆口面，如图 4.15a 所示。口面场为

$$\boldsymbol{E} = \hat{\boldsymbol{y}} E_0 \tag{4.160}$$

因此，$\rho \leqslant a$ 的磁流为

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{m}} = \hat{\boldsymbol{x}} 2E_0 \tag{4.161}$$

而其他区域的为零。辐射场的计算与前面的计算步骤相同；但是，对于圆形口面的分析用柱坐标系更容易实现（例子参见本章参考文献［2］）。所得到的电场为

$$E_\theta = \mathrm{j}k4\pi a^2 E_0 g(r)\sin\phi\left[2\frac{J_1(ak\sin\theta)}{ak\sin\theta}\right] \tag{4.162}$$

$$E_\phi = \mathrm{j}k4\pi a^2 E_0 g(r)\cos\theta\cos\phi\left[2\frac{J_1(ak\sin\theta)}{ak\sin\theta}\right] \tag{4.163}$$

式中，$J_1(x)$是一阶第一类贝塞尔函数（例子见本章参考文献［13］）。

归一化的天线方向图是

$$A_{\mathrm{N}}(\theta,\phi) = (\sin^2\phi + \cos^2\theta\cos^2\phi)\left[2\frac{J_1(ak\sin\theta)}{ak\sin\theta}\right]^2 \tag{4.164}$$

对于 $a = 2\lambda$ 的方向图如图 4.15b 所示。

圆口面的 E 面方向图由下式给出

$$A_{\mathrm{E}}(\theta) = A_{\mathrm{N}}(\theta,\phi = \pi/2) = \left[2\frac{J_1(ak\sin\theta)}{ak\sin\theta}\right]^2 \tag{4.165}$$

H 面方向图是

$$A_{\mathrm{H}}(\theta) = A_{\mathrm{N}}(\theta,\phi = 0) = \cos^2\theta\left[2\frac{J_1(ak\sin\theta)}{ak\sin\theta}\right]^2 \tag{4.166}$$

对于 $a = 3\lambda$ 的 E 面和 H 面天线方向图如图 4.15c 所示。

E 面方向图的半功率波束宽度是式(4.165)等于 0.5 的角度，或

$$\frac{J_1(ak\sin\theta)}{ak\sin\theta} = 0.3535 \tag{4.167}$$

当 $ak\sin\theta \approx 1.6$ 上式成立，故

$$\theta_{\mathrm{H}} = \arcsin\left(\frac{1.6}{ak}\right) = \arcsin\left(0.25\frac{\lambda}{a}\right) \tag{4.168}$$

因此，半功率波束宽度为

$$\theta_{\mathrm{HPBW}} = 2\theta_{\mathrm{H}} = 2\arcsin\left(0.25\frac{\lambda}{a}\right) \tag{4.169}$$

对于大口径（$a \gg \lambda$）近似为

$$\theta_{\mathrm{HPBW}} \approx \frac{\lambda}{2a} \tag{4.170}$$

第一零点波束宽度由下式确定

$$\frac{J_1(ak\sin\theta)}{ak\sin\theta} = 0 \tag{4.171}$$

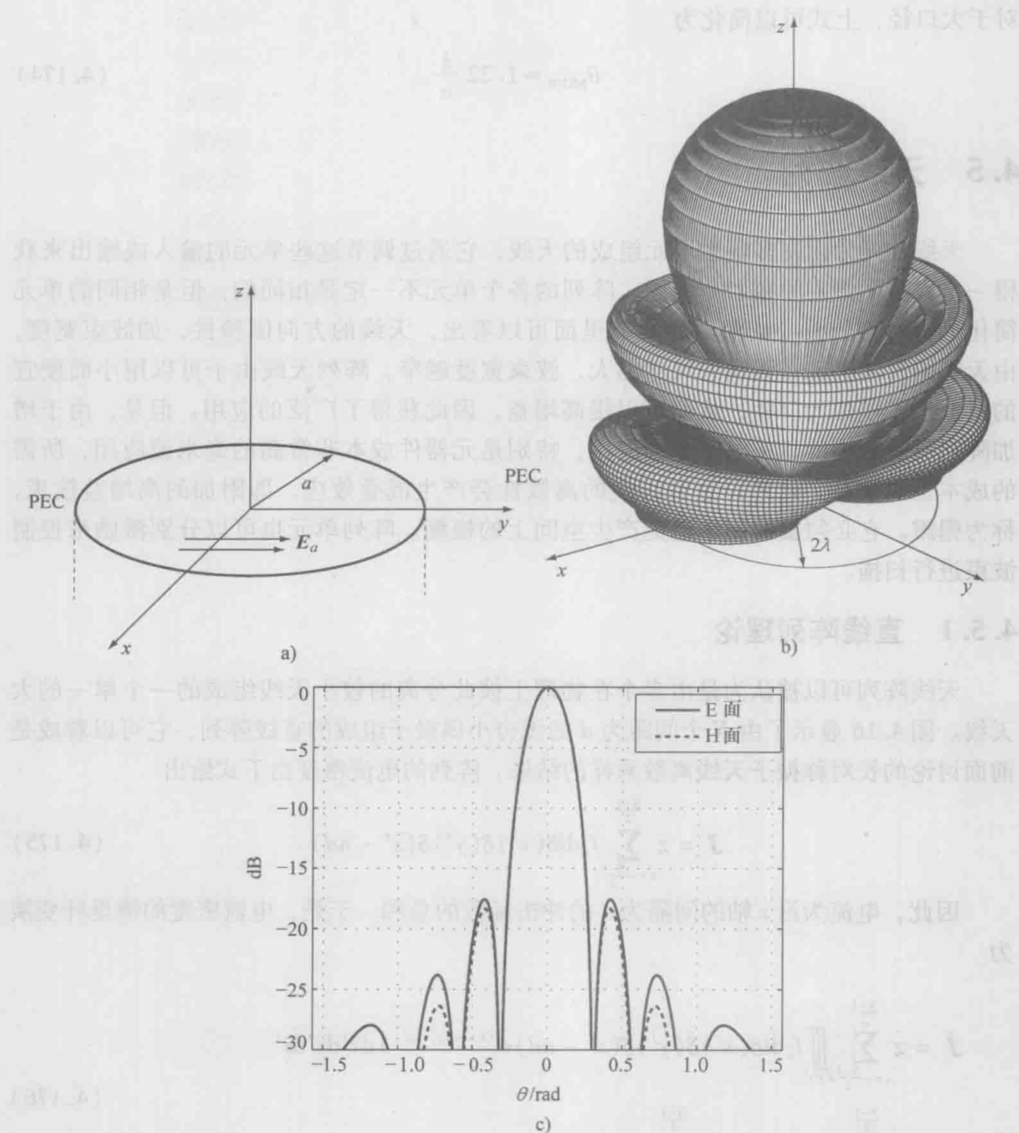


图4.15 a）接地平面上的圆形口面 b）归一化天线方向图
c）$a=2\lambda$ 的圆形口面的E面和H面方向图

当 $ak\sin\theta\approx 3.825$ 时上式成立。故，

$$\theta_{\mathrm{N}}=\arcsin\left(\frac{3.825}{ak}\right)=\arcsin\left(0.61\,\frac{\lambda}{a}\right) \tag{4.172}$$

且

$$\theta_{\mathrm{NNBW}}=2\arcsin\left(0.61\,\frac{\lambda}{a}\right) \tag{4.173}$$

对于大口径，上式可以简化为

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} \approx 1.22\frac{\lambda}{a} \tag{4.174}$$

4.5 天线阵列

天线阵列为由许多辐射单元组成的天线，它通过调节这些单元的输入或输出来获得一个或多个指定的辐射方向图。阵列的各个单元不一定是相同的，但是相同的单元简化了阵列的分析。从前面的章节里面可以看出，天线的方向图特性，如波束宽度，由天线的尺寸决定；天线的尺寸越大，波束宽度越窄。阵列天线由于可以用小而便宜的离散单元模拟大口径，从而可以提高增益，因此获得了广泛的应用。但是，由于增加阵列所需的硬件，相对于一些应用，特别是元器件成本非常高的毫米波应用，所需的成本也非常高。此外，这种天线的离散性会产生混叠效应，即附加的高增益波束，称为栅瓣。它必须被抑制来避免产生空间上的模糊。阵列单元也可以分别激励来控制波束进行扫描。

4.5.1 直线阵列理论

天线阵列可以被认为是由多个在物理上彼此分离的较小天线组成的一个单一的大天线。图 4.16 显示了由 N 个间距为 d 的无穷小偶极子组成的直线阵列，它可以看成是前面讨论的长对称振子天线离散采样的结果。阵列的电流密度由下式给出

$$\boldsymbol{J} = \hat{z}\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} I_n \mathrm{d}l\delta(x')\delta(y')\delta(z'-nd) \tag{4.175}$$

因此，电流为沿 z 轴的间隔为 d 的冲击函数的总和。于是，电流密度的傅里叶变换为

$$\begin{aligned}\tilde{\boldsymbol{J}} &= \hat{z}\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \iiint_{x'y'z'} I_n \mathrm{d}l\delta(x')\delta(y')\delta(z'-nd)\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_x x'+k_y y'+k_z z')}\,\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'\mathrm{d}z' \\ &= \hat{z}\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} I_n \mathrm{d}l\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_z nd} = \hat{z}\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} I_n \mathrm{d}l\mathrm{e}^{\mathrm{j}knd\cos\theta}\end{aligned} \tag{4.176}$$

如果每个天线单元上的电流是相同的，电流密度的傅里叶变换是

$$\tilde{\boldsymbol{J}} = \hat{z}I\mathrm{d}l\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \mathrm{e}^{\mathrm{j}knd\cos\theta} = \hat{z}I\mathrm{d}lAF(\theta) \tag{4.177}$$

式中，$AF(\theta)$ 为阵因子。

令 $\psi = kd\cos\theta$，可以得到阵因子的一个更紧凑的形式，即

$$AF = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} e^{jn\psi} \tag{4.178}$$

$$= e^{-j\left(\frac{N-1}{2}\right)\psi} + e^{-j\left(\frac{N-3}{2}\right)\psi} + \cdots + e^{-j\psi} + 1 + e^{j\psi} + \cdots + e^{j\left(\frac{N-3}{2}\right)\psi} + e^{j\left(\frac{N-1}{2}\right)\psi}$$

用 $e^{j\psi}$ 乘以阵因子

$$AFe^{j\psi} = e^{-j\left(\frac{N-3}{2}\right)\psi} + \cdots + e^{-j\psi} + 1 + e^{j\psi} + \cdots + e^{j\left(\frac{N-1}{2}\right)\psi} + e^{j\left(\frac{N+1}{2}\right)\psi} \tag{4.179}$$

从式（4.179）减去式（4.178）得

$$AFe^{j\psi} - AF = AF(e^{j\psi} - 1) = e^{j\left(\frac{N+1}{2}\right)\psi} - e^{-j\left(\frac{N-1}{2}\right)\psi} \tag{4.180}$$

或者

$$AF = \frac{e^{j\left(\frac{N+1}{2}\right)\psi} - e^{-j\left(\frac{N-1}{2}\right)\psi}}{e^{j\psi} - 1} = \frac{e^{j\frac{1}{2}\psi}}{e^{j\frac{1}{2}\psi}}\left(\frac{e^{j\frac{1}{2}N\psi} - e^{-j\frac{1}{2}N\psi}}{e^{j\frac{1}{2}\psi} - e^{-j\frac{1}{2}\psi}}\right) = \frac{\sin\left(\frac{1}{2}N\psi\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\psi\right)} \tag{4.181}$$

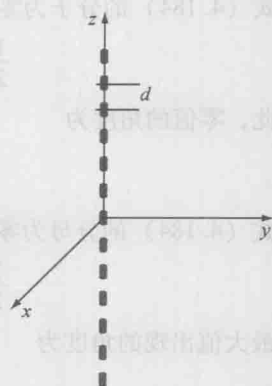


图 4.16 由无穷小偶极子天线组成的线性阵

因此，式（4.177）的电流如下

$$\bar{J}_z = Idl\frac{\sin\left(\frac{1}{2}Nkd\cos\theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right)} \tag{4.182}$$

根据式（4.47）可以从方向性函数推导出电场，即

$$E_\theta = jk\eta Idlg\ (r)\ \sin\theta\frac{\sin\left(\frac{1}{2}Nkd\cos\theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right)} \tag{4.183}$$

均匀直线阵列式（4.183）的电场与长对称振子的相似，但是具有附加的函数，即两个正弦函数之比。由式（4.183）可知，阵因子的最大值为 N，即阵元的数量。通常用 N 对阵因子进行归一化，使它的最大价值是单位 1；因此，

$$AF(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{1}{2}Nkd\cos\theta\right)}{N\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right)} \tag{4.184}$$

电场由下式给出

$$E_\theta = jk\eta Idlg(r)N\sin\theta AF(\theta) = N \times E_e \times AF \tag{4.185}$$

其中 E_e 是阵列中某一阵元的电场方向图且阵列中的所有阵元均相同。式（4.185）是阵元相同的阵列的方向图乘积定理，它表示阵列的总场方向图可以由单个阵元的方向图与阵列因子的乘积再乘以阵元数目 N 来确定。因此，可以分别计算由阵列分布引起的方向图和单个阵元的方向图。因子 N 表示阵列中所有阵元引起的附加能量。因此，阵列的归一化天线方向图为

$$A_N(\theta)=\sin^2\theta\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}Nkd\cos\theta\right)}{N^2\sin^2\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right)}=A_e(\theta)\times AF^2(\theta) \tag{4.186}$$

式中，A_e 是阵元的天线方向图。

当式（4.184）的分子为零时，阵因子为零，其对应于

$$\frac{1}{2}Nkd\cos\theta_n=\pm n\pi,\ n=1,\ 2,\ 3,\ \cdots \tag{4.187}$$

因此，零值的角度为

$$\theta_n=\arccos\left(\frac{n\lambda}{Nd}\right) \tag{4.188}$$

当式（4.184）的分母为零时，出现阵因子的最大值，当

$$\frac{1}{2}kd\cos\theta_m=\pm m\pi,\ m=0,\ 1,\ 2,\ \cdots \tag{4.189}$$

时最大值出现的角度为

$$\theta_m=\arccos\left(\frac{m\lambda}{d}\right) \tag{4.190}$$

因此，多个最大值出现在阵因子中。这是由电流密度的离散性引起的，它导致了空间混叠，即在方向图中出现了栅瓣。当 $m\lambda/d<1$ 时，式（4.190）为真实的角度；因此，为了使 $m=0$ 仅的最大值存在于方向图中，阵元间距应满足

$$\frac{d}{\lambda}<1 \tag{4.191}$$

这将确保在方向图中没有栅瓣。这适用于侧射阵（broadside arrays）。对于后面所讨论的扫描阵列，阵元间距必须更短，以确保整个扫描范围内没有栅瓣。

图 4.17 显示出了不同阵元间距的直线阵列的阵因子。由于电流分布的离散性，在更宽的阵元间隔中出现了栅瓣，如图 4.18 所示。

相对于连续电流分布，离散电流分布的傅里叶变换产生了特殊的混淆效应，具体表现为栅瓣。

4.5.2 平面阵列

由于所有阵元均位于一个几何平面上，所以二维阵列称为平面阵列。平面阵列采用与直线阵列相同的计算方式，其离散的电流密度向两个方向延伸。$x-y$ 平面上的阵列的电流密度如下

$$\boldsymbol{J}=\hat{z}\sum_{m=-\frac{M-1}{2}}^{\frac{M-1}{2}}\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}}I_{mn}\mathrm{d}l\delta(x'-md_x)\delta(y'-nd_y)\delta(z') \tag{4.192}$$

式中，d_x 和 d_y 是 x 方向和 y 方向的阵元间隔。

如果所有阵元的电流是相同的，则电流密度的傅里叶变换可以写成

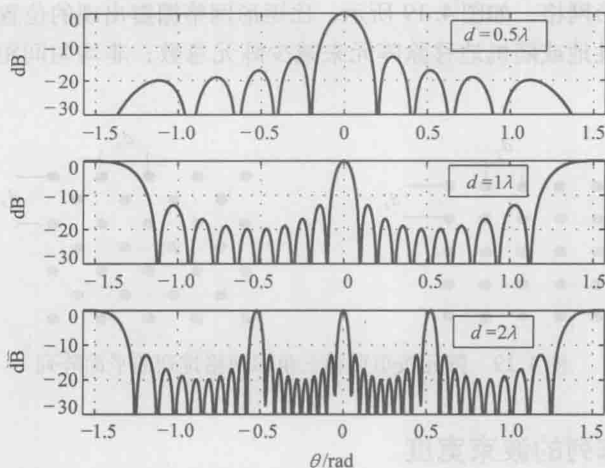


图 4.17　阵元间隔分别为 $d=0.5\lambda$，
$d=\lambda$ 和 $d=2\lambda$ 的阵因子，说明了栅瓣出现在更长的阵元间隔中

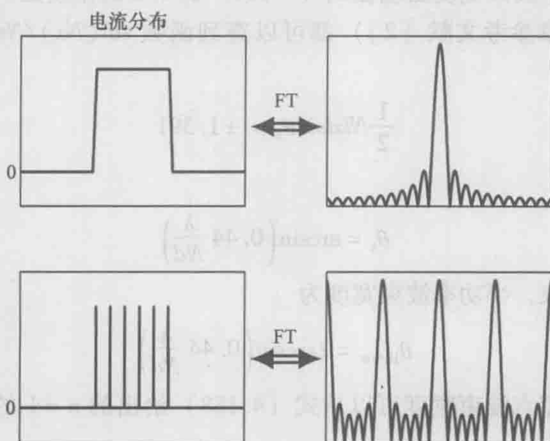


图 4.18　（上）连续电流密度分布及其傅里叶变换（下）离散电流
密度及其傅里叶变换（电流密度的离散性导致产生栅瓣形式的混叠效应）

$$\tilde{J}_z = \sum_{m=-\frac{M-1}{2}}^{\frac{M-1}{2}} \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} Idl e^{jk(md_x\sin\theta\cos\phi+nd_y\sin\theta\sin\phi)} \tag{4.193}$$

阵因子为

$$AF(\theta,\phi)=\frac{\sin\left(\frac{l}{2}Mkd_x\sin\theta\cos\phi\right)}{M\sin\left(\frac{1}{2}kd_x\sin\theta\cos\phi\right)}\times\frac{\sin\left(\frac{1}{2}Nkd_y\sin\theta\sin\phi\right)}{N\sin\left(\frac{1}{2}kd_y\sin\theta\sin\phi\right)} \tag{4.194}$$

阵列天线可以通过改变阵元的排列方式来改变它的性能。例如，在阵元间隔相同

的情况下，三角形网格，如图 4.19 所示，比矩形网格栅瓣出现的位置更宽一些[14]。稀疏阵列通过选择性地或随机地移除阵元来减少阵元总数；非均匀间距可以减小阵因子的主旁瓣。

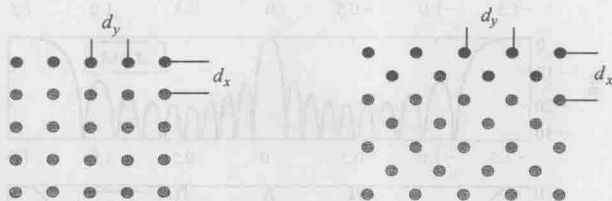


图 4.19　阵元按矩形和三角形网格排列的平面阵列

4.5.3　天线阵列的波束宽度

虽然通常主要考虑阵列天线 E 面和 H 面的方向图的半功率波束宽度和第一零点波束宽度，但是任意面的方向图的半功率波束宽度和第一零点波束宽度都可以计算出来。阵列方向图的半功率波束宽度出现在式（4.186）的 1/2 的角度处。在很多关于阵列理论的书中（例如本章参考文献［2］）都可以查到函数 $\sin(Nx)/N\sin(x)$ 的数据表格，即

$$\frac{1}{2}Nkd\sin\theta_h = \pm 1.391 \tag{4.195}$$

因此

$$\theta_h = \arcsin\left(0.44\frac{\lambda}{Nd}\right) \tag{4.196}$$

因此，对于对称波束，半功率波束宽度为

$$\theta_{\text{HPBW}} = 2\arcsin\left(0.44\frac{\lambda}{Nd}\right) \tag{4.197}$$

类似地，第一零点波束宽度可以从式（4.188）给出的 $n=1$ 的第一零点的位置来确定

$$\theta_{\text{NNBW}} = 2\arcsin\left(\frac{\lambda}{Nd}\right) \tag{4.198}$$

如果阵列很大，即 N 是一个很大的数字，式（4.197）和式（4.198）的参数很小，波束宽度可近似表示为

$$\theta_{\text{HPBW}} \approx 0.88\frac{\lambda}{Nd} \tag{4.199}$$

$$\theta_{\text{NNBW}} \approx 2\frac{\lambda}{Nd} \tag{4.200}$$

4.5.4　相控阵

迄今为止，讨论的阵列形式均为同相激励的阵列。也就是说，一个波阵面从侧面

同时照射到阵列上的每个阵元，则每一个阵元接收相同相位的电磁波。本质上说，该过程引起了波束方向图的变化，因为阵元接收的波阵面的相位随着偏离侧边角度的增加而逐渐不同相。如果阵元间距足够大，在额外的角度上会出现波阵面同相，因而产生栅瓣。

可以通过改变单个阵元的相位，使得在指定的方向 θ_0 具有同相的波阵面，以此来控制主波束的方向。将每个元件的相位设置为在指定的倾斜角由于波阵面传播额外的长度所引起的相位差，如图 4.20 所示。移相后，阵元 n 的电流由下式给出

$$I_n = I\mathrm{e}^{-\mathrm{j}knd\sin\theta_0} \tag{4.201}$$

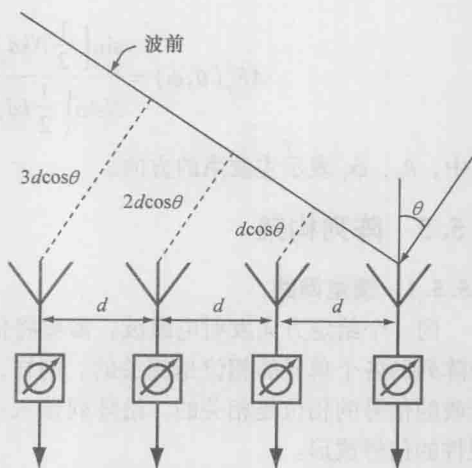


图 4.20　直线相控阵

根据前面的分析，一个直线阵列的阵列因子变为

$$AF(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{1}{2}Nkd(\sin\theta - \sin\theta_0)\right]}{N\sin\left[\frac{1}{2}kd(\sin\theta - \sin\theta_0)\right]} \tag{4.202}$$

其中阵列的侧边是沿着 z 轴，因此式（4.184）中的余弦变为正弦。该方向图零点、最大值和半功率点的位置也发生了变化：

$$\theta_n = \arcsin\left(\sin\theta_0 \pm \frac{n\lambda}{Nd}\right) \tag{4.203}$$

$$\theta_m = \arcsin\left(\sin\theta_0 \pm \frac{m\lambda}{d}\right) \tag{4.204}$$

$$\theta_h = \arcsin\left(\sin\theta_0 \pm 0.443\frac{\lambda}{Nd}\right) \tag{4.205}$$

因为阵列方向图的最大值是随着指向角的正弦变化而变化的，所以即使阵元间距满足式（4.191），栅瓣也有可能出现。特别对于在半球内，$-90° \leqslant \theta_0 \leqslant 90°$，进行电控的阵列，当

$$\sin\theta_0 \pm \frac{m\lambda}{d} < 1 \tag{4.206}$$

最大值位于 $-90° \leqslant \theta_0 \leqslant 90°$ 空间范围内。为了严格限制使式（4.206）的解在 $m=0$ 处，从而避免栅瓣，阵元间距应满足

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2} \tag{4.207}$$

如果阵列指向在 $5° \leqslant \theta_0 \leqslant 45°$，间距可以增加到

$$\frac{d}{\lambda} < 0.59 \tag{4.208}$$

直线阵列的公式可以直接扩展到平面阵列。平面阵列的阵因子可以用 x 和 y 方向

上的阵元间隔所确定的直线阵列因子表示：

$$AF_x(\theta,\phi)=\frac{\sin\left[\frac{1}{2}Mkd_x(\sin\theta\cos\phi-\sin\theta_0\cos\phi_0)\right]}{M\sin\left[\frac{1}{2}kd_x(\sin\theta\cos\phi-\sin\theta_0\cos\phi_0)\right]} \tag{4.209}$$

$$AF_y(\theta,\phi)=\frac{\sin\left[\frac{1}{2}Nkd_y(\sin\theta\sin\phi-\sin\theta_0\sin\phi_0)\right]}{N\sin\left[\frac{1}{2}kd_y(\sin\theta\sin\phi-\sin\theta_0\sin\phi_0)\right]} \tag{4.210}$$

式中，θ_0、ϕ_0 表示主波束的方向。

4.5.5 阵列构架

4.5.5.1 馈电网络

向一个给定方向发射电磁波，需要将信号馈入组成阵列的各个天线的输入端，这样阵列的各个单元的相位是相关的。同样，从给定的方向上接收信号也需要所有单元接收的信号的相位是相关的。给阵列馈入一个相位相关的信号的方法一般依靠发射机硬件的信号成形。

传统情况，单个发射器产生模拟信号，然后通过馈电网络发送，如图 4.21a 所示，称为并联馈电网络。信号通过很多功分器等分给所有的阵元，并且在设计时使馈电电路的长度通常也近似相等。在馈电网络的端口处可以放置一个环形器或者开关，从而可以用同一个阵列实现收发功能。并联馈电网络的好处是只有一个输入、输出端口，比较简单。但是，由于网络中包含功率分配器的损耗，以及传输线和波导的损耗，所以这样的网络损耗比较高。因此，对于阵元数目比较多的阵列，为了使得每个阵元发射合适的功率，输入功率必须非常大。这些损耗可以通过在天线上增加额外的放大器来补偿。对于接收应用，一般需要在天线的终端增加一个低噪声放大器以保证馈电网络的输出端有足够大的信噪比。此外，为了控制波束指向，每一个阵元需要额外的电路来改变阵元之间的相位关系。

另一种类似的并联馈电方法是空间馈电，如图 4.21b 所示，它利用单个天线发射宽波束到阵列的所有单元，形成电子透镜或者反射阵列[14]。由阵列所有单元组成的透镜接收发射天线的信号，并移相，然后向透镜的另一侧发射信号。在电子反射面天线中，背向馈电天线的一侧阵元被短路代替，以使阵列天线接收到的信号都反射回去。空间馈电阵列的好处是避免了馈电网络的损耗，馈电天线可以移动，或者实现了多个馈源馈电，通过真实时间延迟波束控制来增加带宽。

串联馈电网络如图 4.21c 所示，其阵元串联在一条传输线上并且耦合不同的功率到相邻的单元。传输线的终端接匹配负载，以消除反射。对于均匀幅度分布的阵列，第一个阵元的耦合系数是最小的，而最后一个阵元的耦合系数是最大的。随着每个阵元的输入功率逐渐减小，更大的耦合系数可以确保每个阵元的功率相等。不同阵元的输入信号传播的距离是固定的，因而改变波长会改变阵元之间的相位关系，从而引起

波束指向不同的方向，所以串联馈电网络是窄带的。由于该相位关系，可以通过改变输入频率来控制串联馈电网络的波束指向。

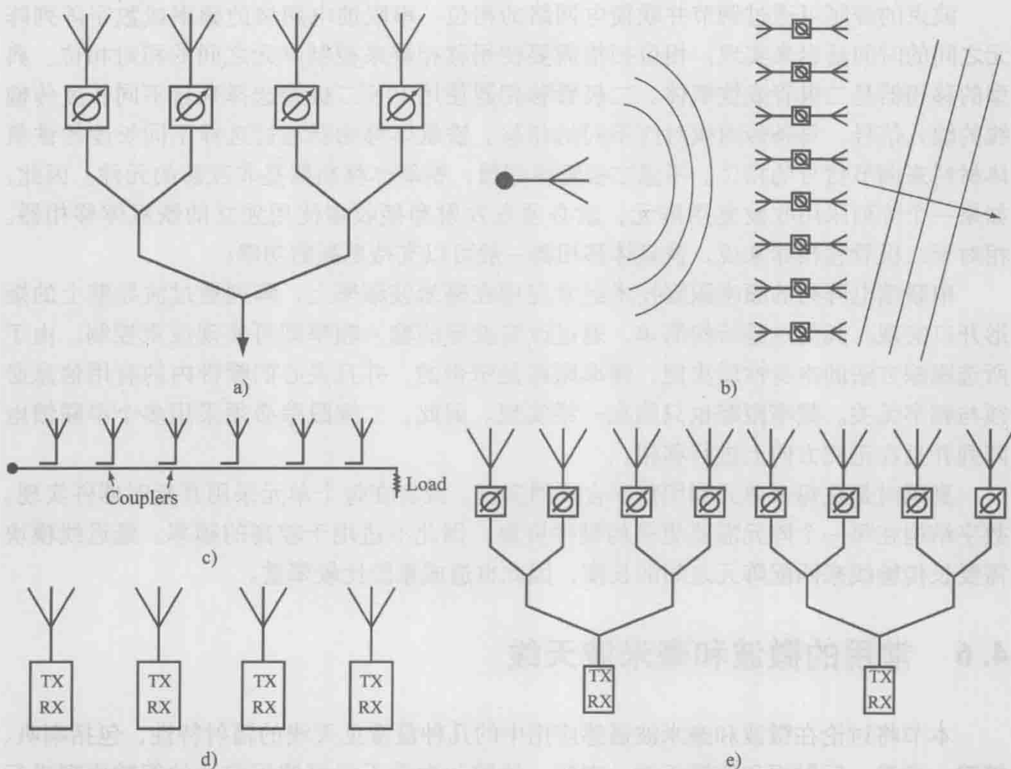


图4.21　a）并联馈电网络 b）空间馈电网络 c）串联馈电网络 d）数字结构 e）数字子阵结构

随着数字技术的发展，采用一系列分布式直接数字频率合成器（Directed Digital Synthesizers，DDS）和模拟－数字转换器（ADC）提高了对阵列的控制能力。每一个单元后面都包含 DDS 和 ADC 的阵列称为数字阵列，它分别产生相位相关的信号馈给阵列的所有单元，如图4.21d 所示。对波束指向的控制通过移相或者调整各信号的时延使其与 $nd\sin\theta_0/c$ 的长度相匹配，使得波阵面在一个给定的方向上同相。阵列可以使用真实的时间延迟来发射和接收宽带信号，因为阵元之间的延迟与波长是无关的。用数字方式处理每个阵元接收的信号有很多好处，包括改善波达方向估计（Direction of Arrival，DOA）估计[15,16]和抑制干扰信号[17]。因为数字发射机和接收机是必需的，所以数字阵列结构在天线中的每个单元都需要大量的硬件来实现。而在微波和毫米波频段由于阵元的间距比较小，因此在大的阵列里包含这么多的硬件是一个很大的挑战。

子阵结构具有并联或串联馈电网络的数字结构的一些优点。该阵列被分成了多个用并联或者串联网络馈电的子阵，每个子阵接不同的发射机和接收机，如图4.21e 所示。在子阵之间可以通过真实时间延迟来控制波束，而在子阵内则可以通过控制相位

或者频率来实现。

4.5.5.2 波束控制

波束的控制可通过调节并联馈电网络的相位、串联馈电网络的频率或数字阵列阵元之间的时间延迟来实现。相位扫描需要使用移相器来控制阵元之间的相对相位。典型的移相器是二极管或铁氧体。二极管移相器使用PIN二极管选择来自不同长度传输线的输入信号，每条传输线对应不同的相移。铁氧体移相器通过选择不同长度的铁氧体材料来调节信号的相位。不像二极管移相器，铁氧体移相器是非互易的元件。因此，如果一个阵列采用收发复用阵元，就必须在发射和接收端使用独立的铁氧体移相器。相对于二极管移相器来说，铁氧体移相器一般可以支持更高的功率。

串联馈电阵列的频率跟踪技术经常应用在毫米波频率上，阵列通过波导壁上的矩形开口实现。其优点是结构简单，通过改变波导的输入频率即可实现波束控制。由于所选跟踪方法的本身性质决定，频率跟踪是窄带的，并且关心的频带内的有用信息必须与频率无关。频率跟踪也只能在一维实现。因此，二维跟踪必须采用多个串联馈电阵列并且在正交方向上进行移相。

真延时是在每个单元利用数字合成器实现，或者在每个单元采用真延时器件实现。数字结构在每一个阵元需要更多的硬件资源，因此不适用于较高的频率。延迟线模块需要长传输线来匹配阵元之间的长度，因此也造成系统比较笨重。

4.6 常用的微波和毫米波天线

本节将讨论在微波和毫米波遥感应用中的几种最常见天线的辐射特性，包括喇叭、缝隙、微带、反射面和透镜天线。喇叭、缝隙和微带天线可使用前述的等效原理进行分析，由于其远场辐射特性较为简单，此处将不予讨论，有兴趣的读者可以参考本章后面的参考文献，其中有更详细的分析。反射面和透镜天线可以认为是将馈源天线的宽波束转换为更窄、定向性更强的波束的天线系统。

4.6.1 喇叭天线

喇叭天线是微波和毫米波工程应用中最常见的天线，其本质是一个漏斗形波导，通过扩大波导壁的张角来形成更大的口径。由于它简单且便于制造，因此自20世纪初起就得到了广泛的应用，并且其辐射特性也得到了充分理解。由于能够准确地预测其辐射特性的测量值，因此喇叭天线可被用作通用的校准标准，也可作为反射面天线或透镜天线的独立馈源，或阵列天线的单元[18]。

矩形喇叭天线包括扇形和角锥形，如图4.22所示，由波导壁的扩展方向可将扇形喇叭分为E面和H面两种，角锥喇叭在波导壁的两个方向都进行扩展。圆形喇叭是扩展为锥形的波导，因此被称为圆锥喇叭天线［见图4.22d］。喇叭天线辐射的电磁场可以采用4.4节[11]中列出的等效原理进行计算。喇叭口面中的场可以由矩形或圆形口面来近似，如前文所述。虽然喇叭天线的辐射效率取决于结构材料，但对于较好的矩形

喇叭天线可超过 80%。半功率波束宽度和第一零点波束宽度由本章参考文献［18］近似给出。

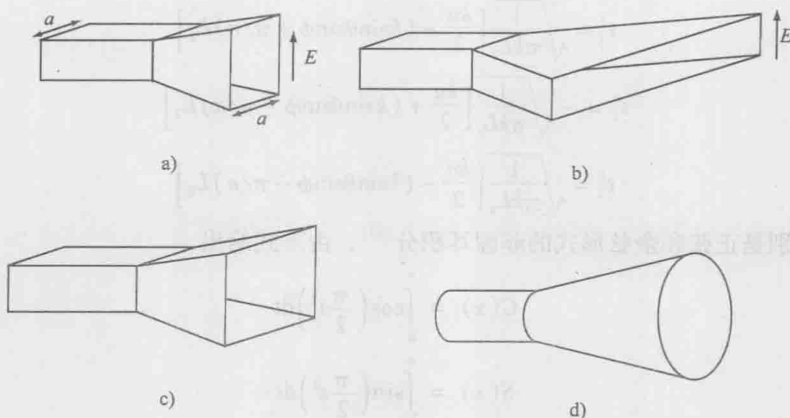


图 4.22　喇叭天线

a）E 面　b）H 面　c）角锥　d）圆锥

$$\theta_{\text{HPBW}} \approx 58.5°\frac{\lambda}{d} \tag{4.211}$$

$$\theta_{\text{NNBW}} \approx 101°\frac{\lambda}{d} \tag{4.212}$$

扇形和角锥喇叭天线的辐射场的详细表达式由巴拉尼斯给出[2]；读者可在参考文献中找到更详细的叙述。角锥喇叭辐射场的电场分量是

$$E_\theta = \mathrm{j}kE_0 g(r)\left[\sin\phi(1+\cos\theta)J_1 J_2\right] \tag{4.213}$$

$$E_\phi = \mathrm{j}kE_0 g(r)\left[\cos\phi(1+\cos\theta)J_1 J_2\right] \tag{4.214}$$

其中

$$\begin{aligned} J_1 &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi L_2}{l}}\exp\left\{\mathrm{j}\left[\frac{L_2}{2k}(k\sin\theta\cos\phi+\pi/a)\right]\right\} \\ &\quad\times\{[C(t_2')-C(t_1')]-\mathrm{j}[S(t_2')-S(t_1')]\} \\ &\quad+\exp\left\{\mathrm{j}\left[\frac{L_2}{2k}(k\sin\theta\cos\phi+\pi/a)\right]\right\} \\ &\quad\times\{[C(t_2'')-C(t_1'')]-\mathrm{j}[S(t_2'')-S(t_1'')]\}) \end{aligned} \tag{4.215}$$

$$\begin{aligned} J_2 &= \sqrt{\frac{\pi L_1}{l}}\exp\left\{\mathrm{j}\left(\frac{L_2}{2k}k\sin\theta\sin\phi\right)\right\} \\ &\quad\times\{[C(t_2)-C(t_1)]-\mathrm{j}[S(t_2)-S(t_1)]\} \end{aligned} \tag{4.216}$$

$$t_1 = -\sqrt{\frac{1}{\pi k L_1}}\left(\frac{kb}{2}+k\sin\theta\sin\phi L_1\right) \tag{4.217}$$

$$t_2 = \sqrt{\frac{1}{\pi k L_1}}\left(\frac{kb}{2}-k\sin\theta\sin\phi L_1\right) \tag{4.218}$$

$$t_1' = -\sqrt{\frac{1}{\pi k L_2}}\left[\frac{ka}{2} + (k\sin\theta\sin\phi + \pi/a)L_2\right] \tag{4.219}$$

$$t_2' = \sqrt{\frac{1}{\pi k L_2}}\left[\frac{ka}{2} - (k\sin\theta\sin\phi + \pi/a)L_2\right] \tag{4.220}$$

$$t_1'' = -\sqrt{\frac{1}{\pi k L_2}}\left[\frac{ka}{2} + (k\sin\theta\sin\phi - \pi/a)L_2\right] \tag{4.221}$$

$$t_2'' = \sqrt{\frac{1}{\pi k L_2}}\left[\frac{ka}{2} - (k\sin\theta\sin\phi - \pi/a)L_2\right] \tag{4.222}$$

C 和 S 分别是正弦和余弦形式的菲涅耳积分[13]，由下式给出

$$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)\mathrm{d}t \tag{4.223}$$

$$S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)\mathrm{d}t \tag{4.224}$$

天线方向图表达式在式（4.69）中。

4.6.2 缝隙天线

缝隙天线由波导壁的矩形开口构成，常应用于频率扫描串馈阵列，如图 4.23 所示。由于可以承受极高的功率电平（10GHz 时超过 1MW 的功率[19]），因此波导缝隙阵列适用于高功率雷达应用场合。实际制造工艺中，槽开口通常不是完美的矩形，其边缘通常是圆形的，但是可通过矩形孔精确建模[20]。窄槽的辐射特性可通过巴比涅原理得到。巴比涅原理指出，无限大平面上的口径可由自由空间中口径相同大小的导体替代[12]。因此缝隙天线的辐射场近似于小的偶极子天线，这种情况下，天线方向图在方位角方向是全向的。缝隙天线的辐射场由下式[20]给出

$$E_\theta = -\mathrm{j}kabE_0 g(r)\cos\phi h(\theta,\phi) \tag{4.225}$$

$$E_\phi = \mathrm{j}kabE_0 g(r)\cos\theta\sin\phi h(\theta,\phi) \tag{4.226}$$

其中

$$h(\theta,\phi) = \mathrm{sinc}(ak\sin\theta\cos\phi)\frac{\cos(bk\sin\theta\sin\phi)}{(bk\sin\theta\sin\phi)^2 - (\pi/2)^2} \tag{4.227}$$

如果缝隙足够窄，满足 $ak \ll 1$ 且长度为 $b = \lambda/2$，式（4.227）简化为

$$h(\theta,\phi) \approx \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\sin\phi\right)}{1 - \sin^2\theta\sin^2\phi} \tag{4.228}$$

4.6.3 微带天线

微带天线由介质基板上的薄金属片构成。印刷微带天线常称为贴片天线，由于其结构简单，生产成本低而且可以构成任意形状，经常可以为遥感系统提供灵活的天线

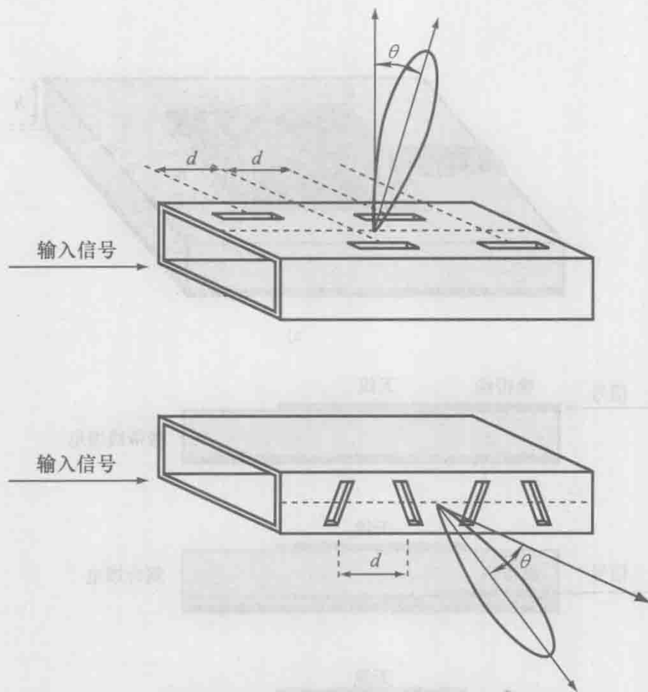


图 4.23 波导缝隙阵列

解决方案。由于构成天线的金属厚度非常小，因而可以赋形在曲面上；由于结构简单，微带天线可以构成天线阵。天线单元的生产公差较小，适合毫米波天线和阵列的制造。鉴于上述原因，微带天线在遥感中的应用越来越广泛。尽管微带天线结构简单，但在其设计和应用中仍存在性能改善的空间，尤其是考虑到天线和射频前端的集成问题，如天线与放大器、移相器以及环行器等器件在阵列中的集成。在毫米波波段，这些器件及馈电网络必须集成到一个几何尺寸 $\lambda^2/4$ 量级上，这是一个相当困难的工程问题。

如图 4.24 所示，微带天线的阵元馈电方式很多。信号可以通过微带传输线直接馈入表面，或者可以通过同轴连接器垂直馈入天线的背面，也可以通过底层的微带线或口面进行馈电。阵列的构成方式通常决定了最好的阵元馈电方式。图 4.25a 展示了串联耦合馈电网络，其实现形式为底层微带馈电，且馈入每个阵元天线的功率逐渐降低。图 4.25b 表示的由表面微带馈电网络实现的并联馈电网络。

镜像理论提出的一种观点是靠近导体表面的电流会被它们的镜像电流抵消。因此，微带天线能够产生辐射似乎是一种矛盾的理论。实际上，微带天线的辐射是由金属和导体平面的谐振腔效应产生，而介质的特性和贴片的尺寸会对谐振产生影响。在天线谐振腔特性的分析中，感应场被认为是由谐振腔的内壁产生的，而感应场可以通过等效原理转化为电流密度[21]。微带天线的辐射效率主要取决于天线和导体地之间介质板的介电常数，其效率变化范围为 70% ~90% 。

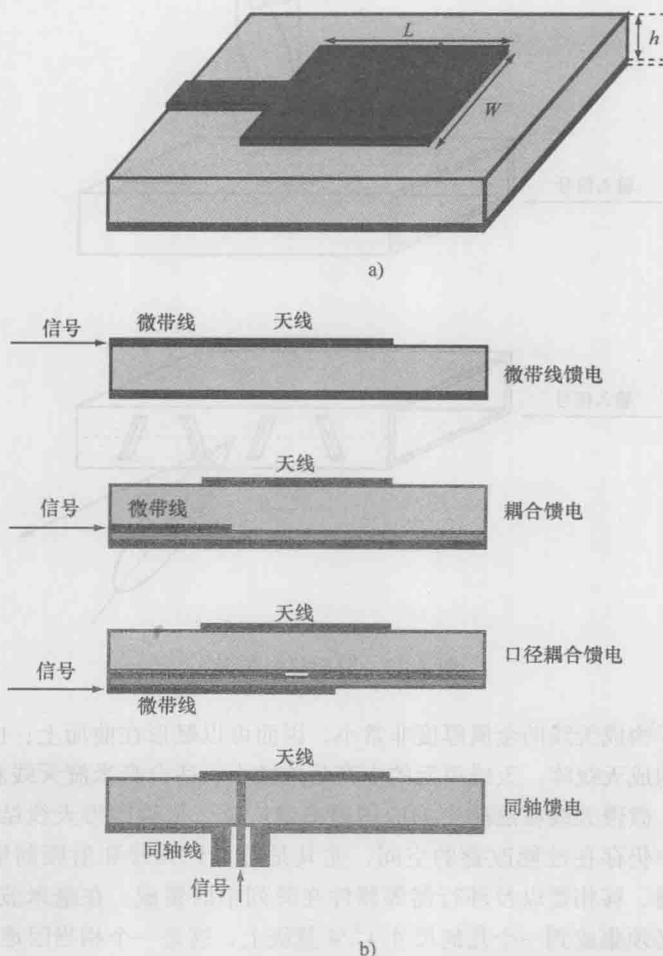


图 4.24　a) 微带天线 b) 馈电方式

微带天线可以在一个平面上制作为任意形状，最普遍的形状为矩形或圆形。辐射场的推导需要对谐振腔体模型进行分析，这些内容超出了本书的范畴。设矩形贴片微带天线的宽度为 W，长度为 L，高于导体地平面的高度为 h，则根据杰克逊的文献[21]，其辐射场分布为

$$E_\theta = \mathrm{j}k\eta WhE_0\cos\phi R_{\mathrm{TM}}(\theta)$$

$$\times\cos\left(\frac{1}{2}Lk\sin\theta\cos\phi\right)\mathrm{sinc}\left(\frac{1}{2}Wk\sin\theta\sin\phi\right)\mathrm{tanc}\left(hk\sqrt{\varepsilon_r\mu_r-\sin^2\theta}\right) \quad (4.229)$$

$$E_{\phi} = -\mathrm{j}k\eta WhE_0\cos\phi R_{\mathrm{TE}}(\theta)$$
$$\times\cos\left(\frac{1}{2}Lk\sin\theta\cos\phi\right)\mathrm{sinc}\left(\frac{1}{2}Wk\sin\theta\sin\phi\sin\theta\sin\phi\right)\mathrm{tanc}\left(hk\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}\mu_{\mathrm{r}}-\sin^2\theta}\right) \quad (4.230)$$

其中

$$R_{\mathrm{TM}}(\theta)=2\left[1+\mathrm{j}\left(\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}\mu_{\mathrm{r}}-\sin^2\theta}\,\frac{\sec\theta}{\varepsilon_{\mathrm{r}}}\right)\tan\left(hk\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}\mu_{\mathrm{r}}-\sin^2\theta}\right)\right]^{-1} \quad (4.231)$$

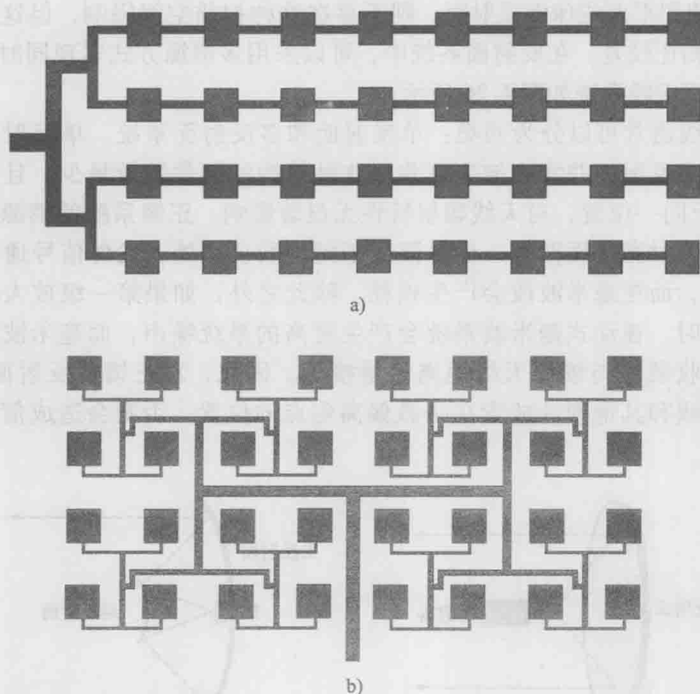


图4.25 a）串联馈电微带阵列 b）并联馈电微带阵列

$$R_{\mathrm{TE}}(\theta)=2\left[1+\mathrm{j}\left(\frac{\mu_{\mathrm{r}}\cos\theta}{\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}\mu_{\mathrm{r}}-\sin^2\theta}}\right)\tan\left(hk\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}\mu_{\mathrm{r}}-\sin^2\theta}\right)\right]^{-1} \quad (4.232)$$

式中，ε_{r}、μ_{r} 是电介质的相对介电常数和磁导率。

4.6.4 反射面天线系统

反射面天线系统通常由馈源天线（通常为喇叭天线）和一个或者多个反射面构成[11,22-25]。反射面表面的反射损耗较低，构成形状也较多，应用最为广泛的是平面、球面和抛物面。反射面将馈源天线提供的较宽波束汇聚成反射方向的窄波束，从而在远场形成平面波。大型反射面大幅增大了天线系统的口径，从而获得了较高的方向性。反射面天线的应用可以追溯到20世纪初，用于UHF和更高频段的辐射；在安防遥感应用中，反射面天线多用于毫米波波段。在成像应用中（第8章中将详细讨论），反射面

天线可以独立于馈源而放置在机械转台上，通过转台旋转达到扫描覆盖所有成像区域的功能。这种方法保证了敏感的毫米波硬件可以放置在固定位置，避免了转台机械振动对这些硬件的影响。当馈源与反射面连接在一起时，可以共同旋转来实现扫描成像；或者也可以使馈源固定而仅使反射面随转台移动。如果使用抛物面天线作为反射面，则扫描的空间是有限的，一般在一个方向上仅有几度。机械扫描导致抛物面的主焦点偏离，造成了方向性系数的损失，一般在 10 个波束宽度范围内的损失可以达到 3 ~ 8dB[24]。如果使用平面或球面反射面，则不存在这种扫描空间限制，但这些天线的方向性与抛物面相比较差。在反射面系统中，可以采用多馈源方式实现同时多波束。一些常见的反射面天线系统如图 4.26 所示。

反射面天线通常可以分为两类：单反射面和多反射面系统。单反射面系统采用单一馈源照射主反射面并实现波束聚焦。这种结构的硬件数量最少，且馈源与接收机/发射机处于同一位置，对天线辐射特性无显著影响。正馈系统的馈源处于主反射面的焦点位置，对抛物面而言，反射面处于抛物面顶点处；发射信号通过传输线输送给馈源天线，而在毫米波段会产生损耗。除此之外，如果第一级放大器与接收天线的距离较大时，被动式毫米波系统会产生更高的系统噪声，而毫米波雷达也同样需要发射和接收硬件与馈源天线距离尽量接近。因此，对正馈单反射面系统而言，必须将馈源天线和其他硬件放置在稍微偏离焦点的位置，否则会造成信号损耗和噪声的恶化。

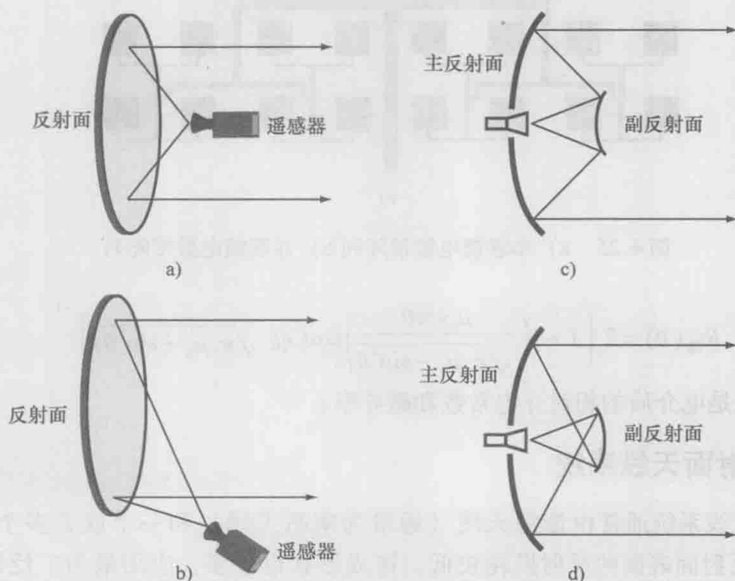


图 4.26　单反射面天线系统和多反射面系统

a）正馈反射面　b）偏馈反射面系统　c）卡塞格伦系统　d）格里高利系统

偏馈反射面也减小了馈源对主反射面阻挡的问题。双反射面天线系统通过增加一个较小的二级反射面的方式改善了馈源的放置问题。馈源和相关的硬件可以置于主反射面后以提高空间利用率，且主反射面前方重量减小，降低了转台旋转的限制。典型的双反射面系统包括卡塞格伦和格里高利系统。卡塞格伦系统包括一个抛物面主反射面和一个双曲副反射面，而格里高利系统包括一个抛物面主反射面和一个椭圆副反射面。

反射面天线系统由于定位和馈源波束形状的影响，存在一系列辐射效率的问题，最高的标准反射面辐射效率约为81%。无论采用馈源或副反射面，正馈天线都存在遮挡的问题。馈源传输的能量偏离了反射面的顶点且部分能量返回到馈源中，这个问题可以采用通过减除被阻挡面从而降低有效面积的方法进行定量分析。馈源天线的波束形状也会导致效率降低；通常情况下，馈源的辐射方向图应该比反射面对馈源张角更宽以确保在反射面上实现合适的幅度分布。在此过程中，没有投射到反射面上的馈源能量称为溢出损耗，降低了天线系统的效率。电磁波在主副反射面边缘处的散射也同样导致了散射方向上能量的增加，导致了旁瓣电平的升高。此外，天线表面由于机械加工公差或损耗导致的不确定度会使反射面相位出现变化，从而降低反射面方向性系数。

4.6.5 透镜天线系统

透镜天线可以通过聚焦方式实现一个均匀的相位波前[11,23,26,27]，如图4.27所示。在微波/毫米波系统中，透镜天线的作用可以与光学中聚焦透镜将平行光汇聚在焦点的功能相比拟，焦点的位置即为馈源天线。微波和毫米波透镜通常由介质材料制造，也可以通过不同长度波导段的加工来实现。

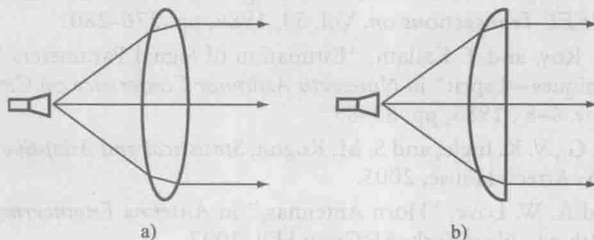


图4.27 a）透镜天线 b）透镜天线具有平面外表面

透镜天线本身不存在遮挡的问题，因此与反射面天线系统相比具有独到的优势，但介质的损耗通常高于反射面表面的损耗。透镜天线在工程中还具有更多的自由度，包括多透镜表面和介质的合成等，可以用来实现更好的性能。

参考文献

[1] Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, 3rd ed., Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 1999.

[2] Balanis, C. A., *Antenna Theory: Analysis and Design*, 3rd ed., Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2005.

[3] "IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas," *IEEE Std 145-1983*, 1983, p. 0_1.

[4] Volakis, J. L., "Fundamentals of Antennas, Arrays, and Mobile Communications," in *Antenna Engineering Handbook*, J. L. Volakis, Ed., 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2007.

[5] Mathis, H. F., "A Short Proof that an Isotropic Antenna Is Impossible," *Proceedings of the IRE,* Vol. 39, 1951, p. 970.

[6] Mailloux, R. J., F. K. Schwering, A. A. Oliner, and J. W. Mink, "Antennas III: Array, Millimeter Wave, and Integrated Antennas," in *Handbook of Microwave and Optical Components*, K. Chang, Ed., New York: John Wiley & Sons, 1989.

[7] Kraus, J. D., *Antennas*, New York: McGraw-Hill, 1950.

[8] King, R. W. P., *The Theory of Linear Antennas: With Charts and Tables for Practical Applications*, Cambridge, MA: Harvard University Press, 1956.

[9] Aharoni, J., *Antennae*, Oxford: Oxford University Press, 1946.

[10] Schelkunoff, S. A., "Some Equivalence Theorems of Electromagnetics and Their Application to Radiation Problems," *Bell System Tech. Journal,* Vol. 15, 1936, pp. 92–112.

[11] Schelkunoff, S. A., *Antennas: Theory and Practice*, New York: John Wiley & Sons, 1952.

[12] Harrington, R. F., *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, New York: McGraw-Hill, 1961.

[13] Abramowitz, M., and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, New York: Dover, 1965.

[14] Frank, J., and J. D. Richards, "Phased Array Radar Antennas," in *Radar Handbook*, M. I. Skolnik, Ed., New York: McGraw-Hill, 2008.

[15] Schmidt, R., "Multiple Emitter Location and Signal Parameter Estimation," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, Vol. 34, 1986, pp. 276–280.

[16] Paulraj, A., R. Roy, and T. Kailath, "Estimation of Signal Parameters Via Rotational Invariance Techniques—Esprit" in *Nineteeth Asilomar Conference on Circuits, Systems and Computers* Nov. 6–8 , 1985, pp. 83–89

[17] Manolakis, D. G., V. K. Ingle, and S. M. Kogon, *Statistical and Adaptive Signal Processing*, Norwood, MA: Artech House, 2005.

[18] Bird, T. S., and A. W. Love, "Horn Antennas," in *Antenna Engineering Handbook*, J. L. Volakis, Ed., 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2007.

[19] Gilbert, R. A., "Waveguide Slot Antenna Arrays," in *Antenna Engineering Handbook*, J. L. Volakis, Ed., 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2007.

[20] Compton, R. T., and R. E. Collin, "Slot Antennas," in *Antenna Theory Part 1*, R. E. Collin and F. J. Zucker, Eds., New York: McGraw-Hill, 1969.

[21] Jackson, D. R., "Microstrip Antennas," in *Antenna Engineering Handbook*, J. L. Volakis, Ed., 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2007.

[22] Sletten, C. J., "Reflector Antennas," in *Antenna Theory Part 2*, R. E. Collin and F. J. Zucker, Eds., New York: McGraw-Hill, 1969.

[23] Bodnar, D. G., J. J. Lee, G. L. James, F. K. Schwering, and J. W. Mink, "Antennas II: Reflector, Lens, Horn, and Other Microwave Antennas of Conventional Configuration," in *Handbook of Microwave and Optical Components*, Vol. 1, K. Chang, Ed., New York: John Wiley & Sons, 1989.

[24] Rahmat-Samii, Y., "Reflector Antennas," in *Antenna Engineering Handbook*, J. L. Volakis, Ed., 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2007.

[25] Cooley, M. E., and D. Davis, "Reflector Antennas," in *Radar Handbook*, M. I. Skolnik, Ed., 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2008.

[26] Brown, J., "Lens Antennas," in *Antenna Theory Part 2*, R. E. Collin and F. J. Zucker, Eds., New York: McGraw-Hill, 1969.

[27] Bodnar, D. G., "Lens Antennas," in *Antenna Engineering Handbook*, J. L. Volakis, Ed., 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2007.

第5章 接 收 机

安防遥感的一系列应用包含了诸如人体存在检测、隐匿物品探测以及运动物体分类等。其中各应用所采用的遥感器单元各式各样，它们可以基于相干信号的发射，也可以是基于热辐射的检测原理。另外，阵列天线和单一口面天线在安防遥感中也有着广泛的应用。所有的感知单元中都需要采用接收机结构，用以检测信号，并把其转换成方便处理和存储的形式。理论上来说，一个接收机的最简化形式包含一个天线和紧随其后的数据记录器（例如模－数转换器），然而在实际工程中，需要对天线接收到的信号先进行预处理，再送到模－数转换器中。最简单情况下，预处理包括阻抗匹配，以及把信号放大到模－数转换器适应的输入电压范围。如果信号的频率很低，可以直接对接收到的信号进行数字量化，但是由于奈奎斯特采样定理的限制，对模拟数据进行采样的频率需要超过信号最高固有频率分量的两倍。然而当前商业化可以用的模－数转换器的输入信号带宽无法超过几个 GHz，因此对于工作在毫米波和微波波段的遥感器，首先需要将信号转换到较低的载波频率上，而后再进行信号的数字采样和量化。这无疑会增加系统的复杂度，有时必须使用非线性的频率转化器（混频器），同时也会需要滤波器和放大器等其他模块单元。

附加模块元件的引入增加了系统复杂度的同时，也引发了系统自身的一些问题，例如加大的物理尺寸以及增加的费用。另外，输入信号的完整性也随着模块元件的引入而恶化。在设计安防遥感器时，设计者必须弄清硬件单元对接收机接收信号的影响，以及信号接收链路上各单元的局限性。元件引起的噪声会淹没要接收到的小信号，同时失真会引起信号的改变。此外，一部分由于元件引入而产生的杂散信号会落入感兴趣的信号工作频段之中。上述因素都会影响系统的性能和接收机信号检测的可靠性。

本章讨论了设计接收系统过程中所需要考虑的因素，涵盖了与毫米波和微波接收机结构相关的内容。与辐射计、雷达以及成像相关的接收机结构会在本章中逐一进行讨论。本章首先阐述了接收机的一般工作方式，并以此为基础完成了接收机功能的概述。在讨论中，对内部噪声源进行了分类，包括热噪声、散粒噪声和闪烁噪声。对于热噪声的讨论与前一章节对接收机整体系统的噪声性能的讨论相关，所有的内部噪声源均以等效噪声的形式表示。随后进行了由于系统非线性元件引入的非线性特性的讨论，包括压缩增益、交调项以及动态范围等。

5.1 接收机的一般工作原理

接收机可以在某一指定的工作频段范围内完成对电磁波的探测，并对其特性参数

进行测量。接收机同时适用于主动和被动系统。在主动系统中，接收机获取的信号是由一个与其相关的系统或遥感器发出的，接收机所接收到的信号是由物体所反射的信号。而在被动系统中，信号往往由热源产生。接收到的信号或者由物体自身产生，或者由其他的系统产生并经过物体的反射而获得。在任何一种情况下，使用接收机的目的均在于提供可靠的信号特性来重建恢复信息。接收机中的电路可以完成信号幅度和相位的测量，也可以完成不同频段不同接收机接收信号之间的相干运算。而重建信号不可避免地会受到接收机本身固有特性的影响，如工作带宽、转换增益和固有内部噪声，以及其他由于信号非线性饱和、压缩以及交调等原因引起的失真。因此，为了使设计的接收机能够提供可信的信号检测，就需要对其内部的固有特性及处理过程进行精确的描述。也就是说，当信号通过接收机被检测时，需要明确信号的哪些特性是由于接收机固有特性引起的，而哪些是接收信号本身固有的。对由接收机内在特性和处理过程中所带来的信号特性影响，应该在设计接收机时加以控制，并尽量减小。

一个理想的接收机可以用一个二端口网络来描述，如图 5.1 所示。接收到的信号记为 $S_i(f)$，输出端经过修正后的重建信号记为 $S_o(f)$，它们之间满足的关系式为

$$S_o(f) = H(f) \cdot S_i(f) \tag{5.1}$$

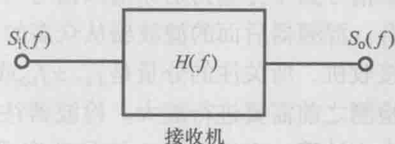


图 5.1　接收机通用二端口网络模型

接收机的系统传递函数 $H(f)$ 修正了输出信号，它改变了信号的带宽，并实现了信号功率的增益或损耗。接收机也可能改变信号的中心频率，例如下变频接收机会降低接收信号的中心频率。假设采用的是理想接收机，且信号的频率不发生变化，则输出信号与输入信号之间的差异只体现为系统传递函数的转换增益。在实际系统中，接收到的信号往往由于噪声或失真等原因而产生畸变。在下面的章节中，将讨论接收机系统的噪声来源，由接收机所引起的信号失真现象，以及这些因素对于接收机输出端准确重现输入信号性能的影响。

接收机系统由一系列独立不同的个体元件组成。通常，定义接收机为天线和数据记录单元之间的级联链条上元件个体的集合。天线在接收机系统中十分重要，对于天线的分析和讨论与接收机其他部分截然不同，我们已经在第 4 章中完成了讨论。接收机中的元件可以被分成两类：被动元件（例如滤波器、衰减器、传输线、耦合器等）和主动元件（例如放大器、振荡器等）。对于每一种元件，都有大量的参考文献详细地描述了它们的特性[1-6]。本章的重点在于讨论各个元件在系统中的作用，以及它们是如何影响系统响应的。

现代遥感器中最常用的接收机结构为超外差接收机结构。超外差接收机的原理框图如图 5.2 所示。超外差接收机最显著的特性就是能够将物体信号的中心频率下变频到硬件可以轻易处理的频率范围内。工作在微波毫米波波段的元件往往比工作在几个 GHz 下的元件更加昂贵，并且效率更低。通过下变频，使效率更高的低频元件的应用

成为可能。另外，很多设计者需要的特性无法在毫米波和微波频段找到相应的元件。例如，对于在一个工作在30GHz的辐射计，如果将信号下变频到500MHz，在低频段，放大器和滤波器会变得更加便宜。由此，通过使用超外差接收机，可以用很廉价的方式在信号链路上实现更多的增益，而不是在高频范围内使用价格昂贵的高增益放大器。在超外差接收机体制中，仍然需要采用工作在高频率范围内的混频器，而该混频器价格更加昂贵。此外，正如将在对级联系统噪声特性的讨论中看到，在天线的输出端需要一个高增益的低噪声放大器以降低系统整体的噪声。

接收机的前端被称为射频（radio frequency）部分，感兴趣信号的中心频率为f_{RF}，并由天线进行探测。天线接收到的信号通过低噪声放大器放大，该放大器将接收到的射频信号又输入到滤波器当中，射频部分中通常会采用带通滤波器。之后，经过放大的信号和本地振荡器产生的频率为f_{LO}的信号同时接入到混频器。作为非线性元件的混频器会产生频率为$mf_{RF} \pm nf_{LO}$的谐波信号，$m=0$，1，2…，$n=0$，1，2，…。混频器的输出信号频率分量为射频输入信号与本地振荡器产生的振荡信号的倍数和差值的各种组合。混频器后面的滤波器从众多的和/差频率分量中选出所感兴趣的分量。对于下变频接收机，所关注的分量是$f_{RF} \pm f_{LO}$或者其中之一，我们称之为中频f_{IF}，中频信号往往在检测之前需要进行放大。检波器往往采用二次方率的器件，完成输入信号电压幅度二次方计算，产生与输入信号功率成正比的输出信号。检波器的输出信号位于基带，往往采用一个低频滤波器对该输出信号进行积分，以减少噪声浮动的影响。

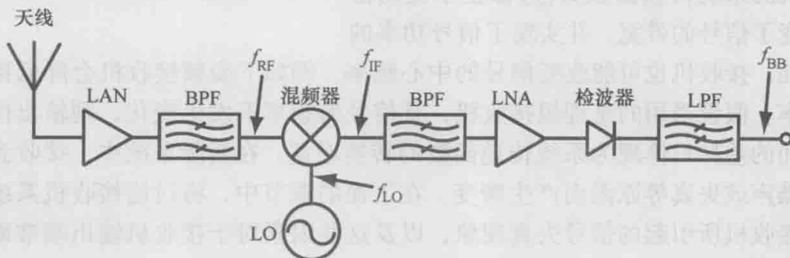


图5.2 典型的接收机结构

一个广泛应用于现代遥感器的更典型的超外差接收机，其结构如图5.3所示，中频信号通过模-数转换器（ADC）完成信号数字化，信号检测的过程基于数字化信号在计算机软件的层面上完成。中频信号的数字化可以通过多种途径完成，可支持多种

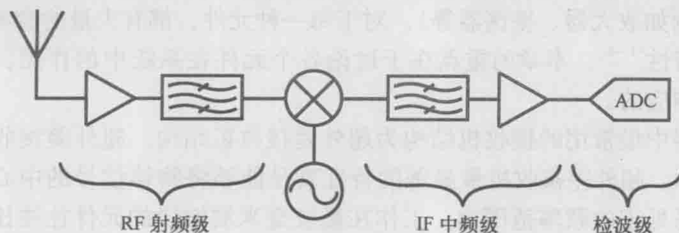


图5.3 典型数字检测超外差接收机结构

机制联合应用，另外检测机制可以动态转换。一个理想的数字化接收机可以简单地由天线连接 ADC 组成，ADC 直接连接在天线的输出端，信号的放大、滤波、检测在软件中进行。然而，目前 ADC 的最高频率多在几个 GHz 量级，而通常应用的 ADC 多在几百 MHz。因此，微波和毫米波遥感器始终需要应用硬件完成射频信号到适用于模－数转换的中频信号之间的转换。

接收机硬件输出信号的一般形式可以表示为

$$s_o(t) = A(t)\cos[2\pi ft + \phi(t)] \tag{5.2}$$

式中，$A(t)$表示随时间变化的信号幅度；$\phi(t)$表示随时间变化的相位，或频率变化。

因此输出信号只代表了接收到的复数信号中的实数部分。为了重现复数形式的接收信号，需要检测和确定信号的虚数部分。可以通过复解调器来实现（见图5.4）。复解调器分别利用本地振荡器产生的同相和正交信号（与同相信号相差90°）与接收的射频信号进行混频，接收到的信号被分到两个支路，同时本地振荡器产生的信号也被分为两个支路，且两通道之间的相位差为90°。两个混频器的输出分别定义为同相和正交信号，表示为

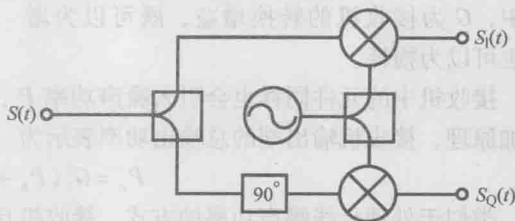


图5.4　复解调器

$$s_I(t) = A(t)\cos[2\pi ft + \phi(t)] \tag{5.3}$$

$$s_Q(t) = A(t)\sin[2\pi ft + \phi(t)] \tag{5.4}$$

利用同相和正交信号可以重建接收到的复信号

$$s_o(t) = s_I(t) + js_Q(t) = A(t)e^{-j2\pi ft + \phi(t)} \tag{5.5}$$

5.2 接收机噪声

接收机检测小幅度信号的能力受到噪声的限制。接收机天线会接收噪声信号，同时接收机自身也会产生噪声信号。噪声为加性噪声，并且它们的总和称为系统噪声。天线接收到的噪声包含银河噪声、大气噪声，以及位于天线接收波瓣内附近物体所辐射的热噪声。接收机硬件产生的噪声主要来自于以下几个方面：由于导体中电子的热扰动产生的噪声，由于电子穿过半导体节而产生的散粒噪声，由于电流在强电场中波动而产生的热高压放电噪声，由于器件瑕疵而引起的闪烁噪声等。由于接收机会产生噪声，以致有些情况下对于微弱的接收信号，加入和不加入接收信号时接收机的输出没有明显区别，接收信号无法与噪声区分开来。因此，评估接收机的噪声特性变得尤为重要，它决定了接收机可识别最小信号的能量电平。

我们在第4章中讨论过天线的噪声功率，它可以表示为

$$P_A = kT_A\Delta f \tag{5.6}$$

式中，k为玻尔兹曼常数，$k = 1.38\times10^{-23}$ J/K；T_A为天线的噪声温度；Δf代表了信号

带宽。

P_A 为带限的高斯白噪声，在辐射测量的观察中，所关注的信号本身就是宽带的热噪声信号，它同不希望得到的噪声信号有着相同的统计特性。

图 5.5 描述了噪声接收机的一般结构，天线接收到的噪声信号被接收机的转换增益所加权，接收机输出噪声功率在不考虑接收机自身产生的噪声的情况下，可以表示为

$$P_{o,signal} = GP_A \tag{5.7}$$

式中，G 为接收机的转换增益，既可以为增益也可以为损耗。



图 5.5 通用接收机框图

接收机中的元件同样也会引入噪声功率 P_r，与接收机接收到的噪声信号满足线性叠加原理，接收机输出端的总输出功率表示为

$$P_o = G\ (P_A + P_r) \tag{5.8}$$

类似于处理天线噪声功率的方式，接收机自身产生的噪声 P_r 可以表示为等效噪声温度 T_r 的形式

$$P_r = kT_r\Delta f \tag{5.9}$$

描述接收机的噪声通常假设接收机本身是无噪的，而在其输入端放置一个等效的有噪电阻。该电阻能够在接收机的输出端产生与接收机自身产生的噪声相同的噪声功率，我们称之为等效噪声温度 T_r。

系统输出端的噪声主要来源于天线接收到的噪声和其内部产生的噪声，可以表示为

$$P_o = Gk(T_A + T_r)\Delta f = GkT_{sys}\Delta f \tag{5.10}$$

式中，T_{sys} 为系统等效噪声温度。

T_{sys} 并不是接收机的物理热温度，而是系统中系统热噪声在热平衡状态下的一种表现形式，我们将在 5.3 节进行详细讨论。

5.2.1 接收机噪声的来源

接收机中天线接收到的噪声是由外部噪声源引起的，而接收机内部各元件所产生的噪声是由很多不同的物理过程引起的。微波和毫米波接收机中最常见的噪声种类即为热噪声、散粒噪声和闪烁噪声。

5.2.1.1 热噪声

导体中的电子由于热扰动的原因在温度 $T>0$ 的热平衡状态下会始终保持运动状态。电子的波动会引起时间上随机变化的电压，其幅度满足正态分布。图 5.6 中展示了一个电阻在热平衡的情况下，其两端随时间变化的电压。由于电子的动能与其热温度成正比，同时随时间变化的电压体现出随机的类噪声特性，因此该信号称为热噪声。该现象由约翰逊在 1928 年发现[7]，因此也称作约翰逊噪声，奈奎斯特指出[8]一个阻值为 R 的电阻，在热平衡状态下其两端电压的方均根服从

$$V_{rms}^2 = 4RkT\Delta f \quad (5.11)$$

如果这个电阻与匹配阻抗相连，则热噪声功率可以表示为

$$N_{thermal} = \frac{V_{rms}^2}{4R} = kT\Delta f \quad (5.12)$$

因此，接收机元件所引起的噪声功率与其物理温度和带宽成正比。式（5.12）适用于任何端接匹配阻抗的电阻，因此，可以将电阻用一个阻抗为 R 的天线代替，那么就可以得到天线噪声功率式（5.6）。同时式（5.11）表明材料必须有阻抗来产生热噪声；当 R 趋近于0时，电压的扰动会停止。因此，纯电抗的材料或元件是不产生热噪声的。

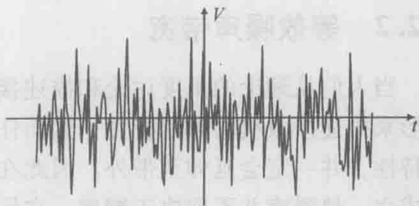


图5.6 电阻中热激发引起的电压扰动随时间的变化

5.2.1.2 散粒噪声

当电子横穿半导体二极管结的时候，它们的离散特性引起了散粒噪声。这种现象与小球撞击一个平表面非常相似，因此而得名。如果结的长度比波长小，由于电子运动而产生的尖脉冲可以等效为一个脉冲。虽然电流的时间平均值等于电流的直流分量，但是瞬时电流脉冲随机浮动，而且满足泊松分布，电流浮动［3］的方均根为

$$I_{rms}^2 = 2qI\Delta f \quad (5.13)$$

式中，q 为电子电荷；I 为二极管电阻部分的流经电流；Δf 代表了信号带宽。

式（5.13）表示的噪声功率可以表示为

$$N_{shot} = \frac{\eta}{2}kT\Delta f \quad (5.14)$$

式中，η 为二极管的理想因子，通常取接近于1的值；T 为二极管的温度。

由此，由散粒噪声产生的噪声功率也随温度变化，等效的散粒噪声温度可以定义为

$$T_{shot} = \frac{\eta}{2}T \quad (5.15)$$

可以得到

$$N_{shot} = kT_{shot}\Delta f \quad (5.16)$$

由于散粒噪声和热噪声都取决于温度，它们往往被合并成单一的热噪声过程。在这种情况下，两种噪声机制在描述或测量接收机系统的全局热噪声特性时并不加以区分。

5.2.1.3 闪烁噪声

闪烁噪声是由于半导体连接处的缺陷引起的，半导体结区域的杂质、电磁辐射、量子噪声等也是闪烁噪声产生的原因[3]。闪烁噪声同 f^{-1} 成正比，因此往往被称作 f^{-1} 噪声，由于闪烁噪声随频率的依赖特性，在低频区域 f^{-1} 噪声成为了噪声分析的首要考虑因素，而当频率超过1MHz以后，噪声功率主要来自于热噪声源。

5.2.2 等效噪声带宽

当人们从理论的角度讨论和描述接收机的频率特性时，往往可以利用一个理想的矩形来描述接收机的频谱特性，然而任何一个带通的实际系统都不可能拥有理想的频谱特性，并一定会延伸至带外。因此在很多时候，关于频谱特性的理想矩形的假设并不成立。热噪声并不取决于频率，在假设矩形通带的前提下，对噪声功率的积分而得到的噪声能量会比实际系统中的噪声能量偏低。在实际的接收机系统中，系统频率响应在理想的频率处开始逐渐下降，因此会造成接收机接收来自通带外的噪声，从而增加了实际的噪声带宽，也使得接收机系统中的噪声能量比单纯矩形通带假设情况下要大一些。在图 5.7 中，我们可以看到理想和非理想的通带表示。低阶滤波器会引起 20dB 或者 40dB/十倍频程的逐渐滚降，在使用低阶滤波器时，系统中的实际噪声能量与理想矩形假设之间的差异比使用陡峭滚降的滤波特性的系统更加显著。噪声的等效带宽可以以一个等效矩形的方式去定义，在该假定的矩形中计算获得的噪声功率的积分与一个用有频率响应为 $H(f)$ 的实际系统所得到的噪声功率积分相同[9]。

$$\Delta f_e = \frac{\left[\int_0^{\infty} H(f)\,\mathrm{d}f\right]^2}{\int_0^{\infty} H^2(f)\,\mathrm{d}f} \tag{5.17}$$

对于低通滤波器，其等效的噪声带宽定义为

$$\Delta f_e = \int_0^{\infty} \left|\frac{H(f)}{H_0}\right|^2 \mathrm{d}f \tag{5.18}$$

式中，H_0 为滤波器响应 $H(f)$ 的最大值。

等效噪声带宽如图 5.8 所示。在矩形的通带里对噪声功率进行积分，其结果与实际非理想通带中得到的噪声能量相同。

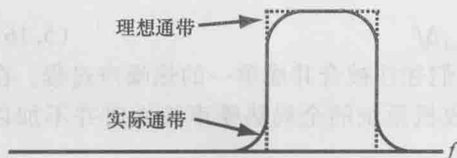


图 5.7　理想与非理想通带

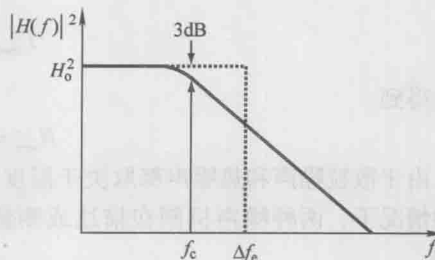


图 5.8　理想低通滤波器等效噪声带宽

我们来考虑一个例子，一个低通 RC 滤波器包含一个单极点，它的传递函数可以表示为

$$H(f) = \frac{1}{1 + \mathrm{j}\dfrac{f}{f_c}} \tag{5.19}$$

其中

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \tag{5.20}$$

为滤波器的截止频率，等效的噪声带宽则可以通过计算得到

$$\Delta f_e = \int_0^\infty \frac{f_c^2}{f_c^2 + f^2} \mathrm{d}f = f_c \arctan\left(\frac{f}{f_c}\right)\Big|_0^\infty = \frac{\pi}{2} f_c = 1.57 f_c \tag{5.21}$$

上述计算表明，对于单极点低通滤波器，在计算噪声能量的情况下，噪声的等效带宽比滤波器截止频率高出57%。表5.1中给出了各阶滤波器的等效噪声带宽。随着极点数目的增加，等效噪声带宽趋近于滤波器的截止带宽，即 $\Delta f_e/f_c \to 1$。当滤波器拥有四个或四个以上极点时，截止频率可以作为等效噪声带宽的很好的近似，用来估计和计算系统中所产生的噪声能量。

表5.1 等效噪声带宽 $\Delta f_e/f_c$ 和噪声功率误差 ΔP_n

滤波器极点数	$\Delta f_e/f_c$	ΔP_n/dB
1	1.57	1.96
2	1.22	0.86
3	1.15	0.61
4	1.13	0.53
5	1.11	0.45

在计算噪声能量时，或者应用等效噪声带宽或者利用滤波器截止带宽作为近似，两者的差异可以通过计算获得

$$10\lg(\Delta P_n) = 10\lg(kT\Delta f_e - kTf_c) = 10\lg(\Delta f_e/f_c) \tag{5.22}$$

对于单极点滤波器，噪声能量的差异为10lg（1.57）=1.96dB。对于高阶低通滤波器，噪声能量的差异可以在表5.1中找到。对于高于（包含）四阶的低通滤波器，利用3dB带宽和噪声等效带宽所获得的噪声积分能量可以控制在0.5dB以内。

5.2.3 毫米波频段的热噪声

前文的讨论是基于两个假设条件下进行的，假设频率足够低并且温度足够高，因此噪声能量会与温度成正比。现实中，这种假设只是在频率低于1THz时的近似，当频率高于1THz，且温度在290K左右时，这种假设便不再成立了。重新回到奈奎斯特对于电阻两端噪声功率的讨论，当匹配阻抗通过一段传输线同噪声电阻相连的时候，传输的噪声功率可以表示为

$$N_n = \varepsilon \Delta f \tag{5.23}$$

式中，ε 为传输线在频率 f 下传输模式的能量。

对比式（5.23）和式（5.12），可以得到在毫米波频率范围内，ε 等同于奈奎斯特推导中获得的 kT，即 $\varepsilon = KT$。利用统计热力学方法和玻耳兹曼分布，可以得到该能量的理论表达式[10]：

$$\varepsilon = \frac{hf}{e^{hf/kT} - 1} \tag{5.24}$$

式中，h 为普朗克常数，$h = 6.626 \times 10^{-34}$ J · S。

当温度达到300K，接近室温时，可以在小于毫米波的频率范围内认为 $hf << kT$。以此假设为前提，式（5.24）可以简化近似为 $\varepsilon \approx kT$，式（5.23）被简化为式（5.12）。满足 $hf << kT$ 的范围称作为瑞利－金斯区域，将在第6章做详细讨论。式（5.12）称作为噪声能量的瑞利－金斯近似。利用式（5.23）和式（5.24），可以得到导体噪声能量的一般形式：

$$N_n = \varepsilon \Delta f = \frac{hf\Delta f}{e^{hf/kT} - 1} \tag{5.25}$$

由于噪声能量与普朗克黑体辐射定律的关系，也称为普朗克公式，将在第6章做深入讨论。

图5.9中描述瑞利－金斯近似与普朗克公式所表达的噪声能量在 $T = 310$K 时随频率变化的特性，其中 Δf 被设置为1MHz。当频率增加时，普朗克一般形式描述的噪声能量趋于0，而当频率降低时，它收敛于瑞利－金斯近似 $kT\Delta f$。这一现象完全符合式（5.24）的描述，即平均噪声能量满足 $\varepsilon \xrightarrow[f\to 0]{} kT$ 和 $\varepsilon \xrightarrow[f\to\infty]{} 0$ 的结论。假设频率为1THz，温度为 $T = 310$K，$kT\Delta f$ 的近似值与其标准的普朗克一般形式之间存在0.34dB的差异。图5.10中为式（5.12）和式（5.25）在频率为100GHz和1THz情况下，随温度变化的特性曲线，其中 Δf 被设置为1MHz。当温度较低时，普朗克描述比瑞利－金斯近似减小更快。在100GHz频率点上，$kT\Delta f$ 近似在 $T = 10$K 与准确值之间存在1.08dB的差异。当温度升至100K时，差异减小到0.1dB。当频率为1THz，温度为100K时，差异值为1.08dB。因此，当人们低于100GHz的频率范围内考虑期间的噪声能量时，瑞利－金斯近似足以满足要求，甚至可以拓展到1THz。对于低温冷却和低发射率的物体，

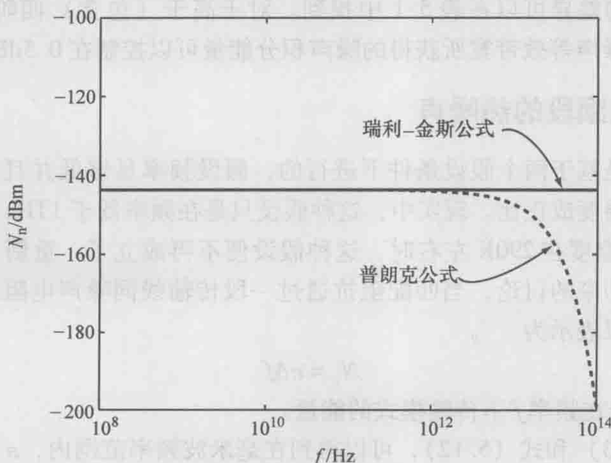


图5.9　瑞利－金斯近似与普朗克公式所表达的噪声能量随频率变化的特性

它们的辐射温度很低，瑞利 – 金斯近似在几百 GHz 范围内依然适用。普朗克形式只有在频率达到或超过 1THz 以后才需要被考虑。

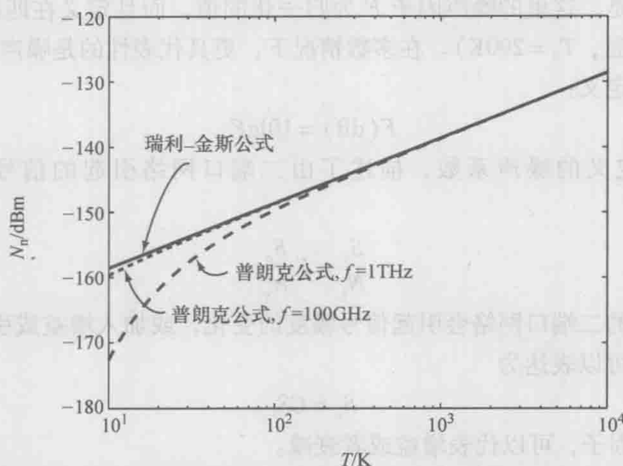


图 5.10　导体中热噪声随温度变化的瑞利 – 金斯及普朗克表达形式

5.3 噪声系数和噪声温度

二端口网络作为放大器时可以为信号提供增益，而作为衰减器时会引起信号的损耗。把一段传输线考虑成一个二端口网络，理论上它不会对信号产生影响，然而实际中传输线会引起损耗，因此当把传输线作为二端口网络考虑时，可将其等效为一个衰减器。基于上文的讨论，网络中任何绝对热温度高于 0K 的元件都会因其内部的非理想因素产生噪声，网络输出端的噪声会对信号产生影响。虽然内部噪声产生的物理机制各不相同，人们往往更习惯以一个简单的等效噪声温度模型来描述所有内部噪声源在网络输出端的总体效应，而不是逐一地对内部噪声源进行深入分析。这样一来，可以把整个网络当成一个黑盒子，而它的噪声特性可以通过简单的噪声响应来描述。当面对由多个噪声元件级联而成的信号链路时，该方法更加简单实用。

5.3.1 噪声系数

图 5.11 为一个二端口模型，其中定义了输入、输出信号和噪声的功率。噪声因子可以用来描述网络产生的噪声对输入信号的影响，定义为[11]

$$F = \frac{S_i/N_i}{S_o/N_o} \tag{5.26}$$



图 5.11　通用二端口网络

式中，S_i 和 S_o 分别代表输入输出信号的功率；$N_i = kT_0\Delta f$ 和 N_o 分别表示输入输出的噪声功率，而 S/N 被定义为输入输出端的信噪比。

需要注意的是，这里的噪声因子 F 为归一化的值，而且定义在匹配阻抗负载的前提下（温度为室温，$T_0 = 290\text{K}$）。在多数情况下，更具代表性的是噪声系数，它由噪声因子分贝的形式定义：

$$F(\text{dB}) = 10\lg F \tag{5.27}$$

由式（5.26）定义的噪声系数，描述了由二端口网络引起的信号信噪比损失的量度：

$$\frac{S_i}{N_i} = F\frac{S_o}{N_o} \tag{5.28}$$

一个非理想的二端口网络会引起信号幅度的变化，或加入增益或引入衰减，为此，输出信号的能量可以表达为

$$S_o = GS_i \tag{5.29}$$

式中，G 为转换因子，可以代表增益或者衰减。

将网络产生注入噪声功率 N_n 与输入的噪声功率相加，从而得到输出端的噪声功率：

$$N_o = GN_i + N_n \tag{5.30}$$

这里需注意 N_n 与转换因子 G 无关，它只表征了网络自身所产生的噪声。转换因子只会对输入信号和输入噪声起作用。由式（5.29）和式（5.30）得

$$F = 1 + \frac{N_n}{GN_i} \tag{5.31}$$

由二端口网络产生的噪声功率可以通过计算得到

$$N_n = (F-1)GN_i \tag{5.32}$$

输出噪声功率为

$$N_o = FGN_i \tag{5.33}$$

以等效温度来表示，则有

$$N_n = (F-1)GkT\Delta f \tag{5.34}$$

$$N_o = FGkT\Delta f \tag{5.35}$$

由式（5.31）所定义的噪声系数与二端口网络的转换增益有关，同时由二端口自身产生的噪声功率和输入的噪声功率共同决定。也就是说，输出信号的功率只与二端口网络的转换增益有关，而输出的噪声信号会受到网络自身产生的噪声的影响。因此，对于任意的输入信号功率，二端口网络所表现出的噪声系数都是相同的，然而对于式（5.31）中的输入噪声功率，为了得到有意义的噪声系数，需要对输入噪声功率进行标准化处理；因此通常定义在 $T_0 = 290\text{K}$。

5.3.2 噪声温度

如果一个系统的噪声频谱与一个电阻所产生的噪声的频谱相同，那么往往可以利

用式（5.12）中的等效噪声温度来描述系统的噪声特性，利用等效噪声来描述一个二端口网络的噪声特性会使分析变得十分简单。假设二端口网络无噪，其输出端的噪声与输入端施加等效噪声温度为 T_E 的噪声源时所得到的输出噪声相同。图5.12给出了等效输入噪声温度的定义。一个二端口网络有噪且其等效噪声温度为 T_E，另一个为无噪二端口网络。有噪二端口网络的输入端端接温度为 $T=0K$的匹配电阻，它不产生任何输入噪声。

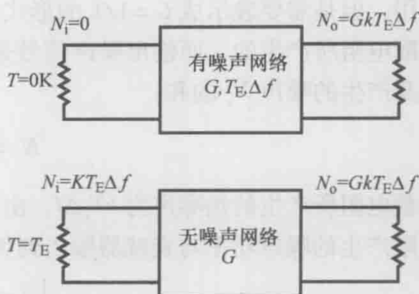


图5.12 二端口网络等效输入噪声温度表示

无噪二端口网络的输入端端接温度为 T_E 的匹配电路，它向网络中注入的噪声功率为 $kT_E\Delta f$。两个二端口网络输出端的噪声功率相同，表示为

$$N_n = GkT_E\Delta f \tag{5.36}$$

T_E 是定义在二端口网络的输入端的，并且代表了二端口网络内部所有的噪声源，另一方面，转换增益只会对输入噪声起作用。因此，$N_i = kT_E\Delta f$。

T_E 可以定义在噪声系数的基础上，由式（5.34）和式（5.36）求得

$$T_E = (F-1)T_0 \tag{5.37}$$

同样，噪声系数可以用等效噪声温度来表示为

$$F = 1 + \frac{T_E}{T_0} \tag{5.38}$$

在描述二端口网络的噪声特性时，噪声因子 F 或者等效噪声温度 T_E 是等效的。然而，在描述系统或放大器的噪声特性时多选用噪声因子 F，而等效噪声温度 T_E 则多用在混频器和其他元件的设计和分析中[6]。

5.3.3 衰减器的噪声系数

在接收系统中，除了放大器以外的大多数元件会引起信号的衰减，如滤波器，传输线以及转换接头等，都会引起信号的衰减并向系统中引入噪声。二极管混频器也会引起转换损耗并因此引入噪声。为了描述衰减器的噪声特性，我们进行如下的分析：在二端口网络的输入和输出端都接以匹配负载，系统中的所有元件都处于热平衡状态，温度为 T_p，如图5.13所示。衰减器引入噪声功率 N_a，且转换损耗为 L。转换增益同样



图5.13 计算衰减器噪声功率的概念级设置，输入输出端接匹配负载，且处于热平衡状态

适用，但是需要表示成 $G=1/L$ 的形式。输入到衰减器的噪声是由输入端物理温度为 T_p 匹配电阻所产生的，而输出噪声信号是经过衰减因数 L 加权的输入信号噪声和衰减器自身产生的噪声 N_a 的和：

$$N_o = \frac{1}{L}kT_p\Delta f + N_a \tag{5.39}$$

负载电阻所产生的热噪声为 $kT_p\Delta f$，由于负载电阻和衰减器处于热平衡状态，因此负载电阻产生的噪声功率与衰减器输出到负载电阻的噪声功率必然相同，满足

$$\frac{1}{L}kT_p\Delta f + N_a = kT_p\Delta f \tag{5.40}$$

由此，衰减器产生的噪声功率可以表示为

$$N_a = \left(1-\frac{1}{L}\right)kT_p\Delta f \tag{5.41}$$

基于上述对于二端口网络的讨论，可以将衰减器作为一个无耗二端口网络，利用输入端等效噪声温度 T_E 的方式来综合衰减器输出的噪声功率，

$$N_a = \frac{1}{L}kT_E\Delta f \tag{5.42}$$

利用式（5.41）和式（5.42）可以得到在物理温度 T_p 条件下，转换损耗为 L 的衰减器的等效输入噪声温度

$$T_E = 1+(L-1)T_p \tag{5.43}$$

将式（5.43）代入式（5.38），可以得到衰减器的噪声系数

$$F = 1+(L-1)\frac{T_p}{T_0} \tag{5.44}$$

如果衰减器的物理温度等于归一化的温度，即 $T_p=T_0$，则噪声系数简化为 $F=L$。

5.3.4 级联系统的噪声

微波和毫米波接收机是由一系列单独的元件级联构成的，每一个元件都会产生噪声。为了研究多级级联系统的噪声特性，我们首先可以考虑两级级联的情况，如图5.14所示。网络的输入信号和噪声功率分别为：S_i 和 $N_i=kT_i\Delta f$，其中 T_i 为等效输入噪声温度。两级网络增益分别为 $G_{1,2}$，它们各自产生的噪声功率为 $N_{1,2}$。输出的总噪声功率可以表示为

$$N_o = G_1G_2N_i + G_2N_1 + N_2 \tag{5.45}$$

级联系统中的每个有噪子系统都可以以无噪网络和等效输入噪声温度的形式表示，每一级的噪声功率则可以表示为 $N_{1,2}=G_{1,2}kT_{E1,E2}\Delta f$，系统的总的输出噪声功率为

$$N_o = kT_E\Delta f = G_1G_2k\left(T_i+T_{E1}+\frac{T_{E2}}{G_1}\right)\Delta f \tag{5.46}$$

式中，T_E 为级联网络的等效输入噪声温度。

可以通过一个简单的子系统并在其输入端施加等效输入噪声温度，来分析整个级

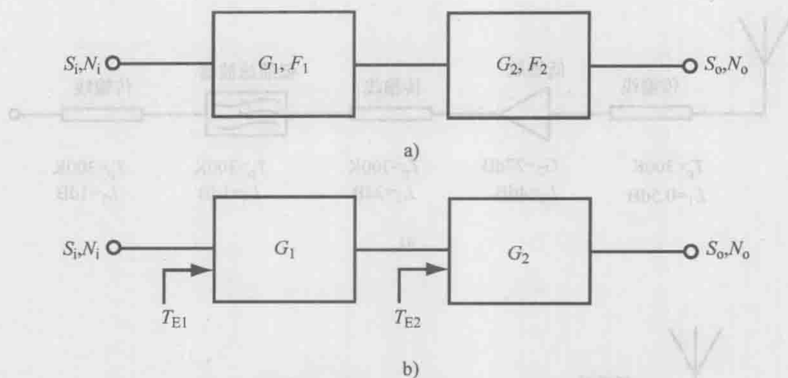


图 5.14 子系统级联网络

a）有噪子系统 b）无噪子网络级联系统及等效输入噪声温度

联网络的噪声特性，如图 5.15 所示。该子系统的输出噪声功率可以表示为

$$N_o = Gk\ (T_i + T_E)\ \Delta f \tag{5.47}$$

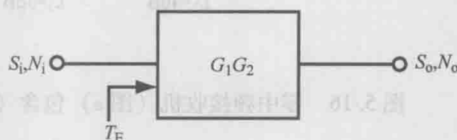


图 5.15 级联系统等效二端口表示

其中 $G = G_1G_2$ 等同为级联链路中各子系统的增益积。联合计算式（5.47）和式（5.46），级联链路系统的等效输入噪声温度可以以各子系统的等效输入噪声温度来表示，具体地有

$$T_E = T_{E1} + \frac{T_{E2}}{G_1} \tag{5.48}$$

这个结论可以直接推广到 N 级级联的系统的情况，结果为

$$T_E = T_{E1} + \frac{T_{E2}}{G_1} + \frac{T_{E3}}{G_1G_2} + \cdots + \frac{T_{EN}}{G_1G_2\cdots G_{N-1}} = T_{E1} + \sum_{n=2}^{N} \frac{T_{En}}{\prod_m^{n-1} G_m} \tag{5.49}$$

将式（5.37）代入式（5.49），可以得到多级级联系统的噪声系数

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1G_2} + \cdots + \frac{F_N - 1}{G_1G_2\cdots G_{N-1}} = F_1 + \sum_{n=2}^{N} \frac{F_n - 1}{\prod_m^{n-1} G_m} \tag{5.50}$$

现在来考虑图 5.16 中的级联网络的例子，图中展示了一个外差接收机，它由天线、放大器、低通滤波器和各元件之间的传输线组成。对于被动元件，图中给出了转换损耗和物理温度的参数，对于放大器，给出了它的转换增益和噪声系数。对于被动元件，并没有给出各元件的噪声系数，因为对于设计者来说，更经常面对的是被动元件的转换损耗参数。它们的噪声系数可以通过式（5.44）求得，或者通过如下的方法通过式（5.43）计算获得。而接收机的等效噪声温度所指的位置是在级联网络的输入端，或者在天线的输出端。因为级联网络中的一个子系统是天线和放大器之间的传输线。各元件的等效噪声温度可以通过式（5.37）和式（5.43）获得，表示为

$$T_{E1} = (L_1 - 1)T_p = (1.122 - 1) \times 300 \approx 37\text{K}$$

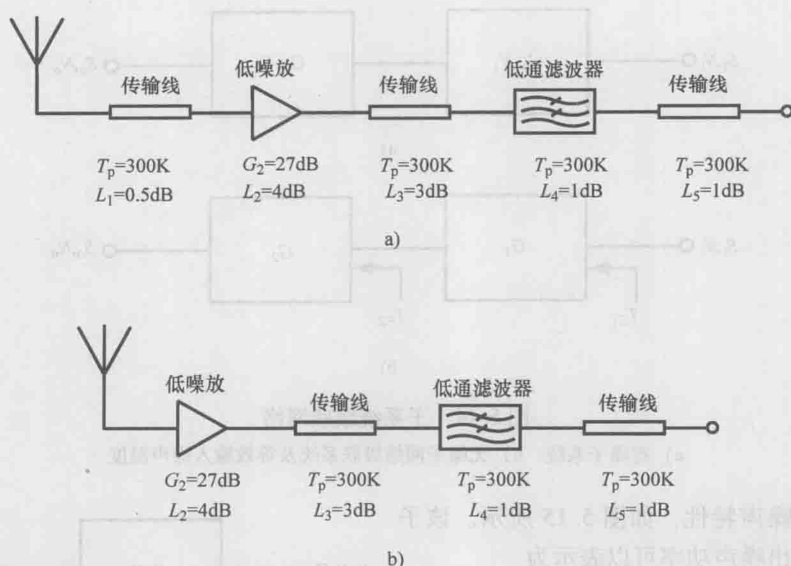


图 5.16　零中频接收机（图 a）包含（图 b）不包含天线与放大器之间的传输线

$$T_{E2}=(L_2-1)T_0=(2.5-1)\times 290\approx 438\text{K}$$
$$T_{E3}=(L_3-1)T_p=(2-1)\times 300\approx 300\text{K}$$
$$T_{E4}=(L_4-1)T_p=(1.26-1)\times 300\approx 78\text{K}$$
$$T_{E5}=(L_5-1)T_p=(1.26-1)\times 300\approx 78\text{K}$$

级联系统的等效输入噪声温度可以由式（5.49）获得，利用增益与损耗之间的关系 $G=1/L$，得到

$$\begin{aligned}T_E&=T_{E1}+L_1T_{E2}+\frac{L_1T_{E3}}{G_2}+\frac{L_1L_3T_{E4}}{G_2}+\frac{L_1L_3L_4T_{E5}}{G_2}\\&=37+1.122\times 438+\frac{1.122\times 300}{501}+\frac{1.122\times 2\times 78}{501}+\frac{1.122\times 2\times 1.26\times 78}{501}\\&\approx 530\text{K}\end{aligned}$$

现在考虑图 5.16b 中的接收机，级联系统中放大器直接与天线的输出端相连，而没有中间的传输线部分。在这种情况下，接收机的等效噪声温度为

$$\begin{aligned}T_E&=T_{E2}+\frac{T_{E3}}{G_2}+\frac{L_3T_{E4}}{G_2}+\frac{L_3L_4T_{E5}}{G_2}\\&=438+\frac{300}{501}+\frac{2\times 78}{501}+\frac{2\times 1.26\times 78}{501}\\&\approx 439\text{K}\end{aligned}$$

由此，接收机的噪声温度基本上等同于放大器的噪声温度，这表明了接收机链路上第一个元件的重要性。当计算接收机的噪声温度时，见式（5.49），第一级后面的接收机各元件的噪声温度，都需要除以第一级的增益。为此如果希望得到一个低噪声的

接收机，第一级的元件需要有高的增益和低的等效噪声温度。正如上面计算结果所说明的，即使一段只有 0.5dB 的相对低损耗的传输线也使得输入等效噪声温度提高了 91K。

5.3.5 ADC 噪声

模－数转换器（ADC）是射频接收机链路上的最末端的硬件。通常接收机会拥有增益，因此模－数转换器所引入的噪声需要对接收机链路上的总体增益做归一化，模－数转换器引入的噪声会比接收机电路其他部分所引入的噪声低很多。然而当基带信号的带宽变大时，模－数转换器所带来的噪声则越来越重要。模－数转换器中主要的噪声来源为热噪声、量化噪声和采样时钟抖动（jitter）所引起的噪声。当人们描述模－数转换器的噪声特性时，通常会从模－数转换器的动态范围的角度来定义，可以用噪声功率和模－数转换器所能处理的最大信号来表示，记为全量程信号。另外，模－数转换器的动态范围通常是指它的输入信号小于全量程信号 0.5～1dB 时的信噪比。为了更准确地描述，这时的输入信号电平被定义为 FS_X，其中 X 表示的信号低于全量程信号的程度，以 dB 为单位。本质上利用动态范围来描述模－数转换器噪声特性的方法假设的是最差情况。此处，为了一致性表述，FS_X 与噪声门限之间的范围被定义为模－数转换器的动态范围。

对于某个给定 FS_X 和 DR 的模－数转换器，它的噪声系数可以用 DR、FS_X、采样频率 f_s 以及输入噪声功率来表达。为了满足奈奎斯特采样定理，采样频率通常为信号带宽的 2 倍，DC 与 $f_s/2$ 之间成为第一奈奎斯特区域。通常来说，模拟数字转换器的动态范围（ADC DR）用第一奈奎斯特区域内的噪声功率的积分来描述。噪声功率（dBm）满足如下条件：

$$N_1 = FS_X - DR \tag{5.51}$$

归一化的噪声功率，即 1Hz 频带内的噪声功率（dBm），可以表示为

$$N_2 = N_1 - 10\lg(f_s/2) \tag{5.52}$$

噪声系数可以定义为归一化噪声减去 1Hz 频带内的热噪声功率：

$$F_{ADC} = N_2 - kT = FS_X - DR - 10\lg(f_s/2) - kT \tag{5.53}$$

噪声系数这样的表述，依赖于模－数转换器信噪比的测试值，包含了所有噪声源的贡献，包括热噪声、量化噪声、采样时钟抖动引起的噪声以及所有其他可能的噪声源。图 5.17 中为模－数转换器的信号和噪声电平的汇总。

在大多数情况下，模－数转换器产生的噪声可以直接描述。基于采样保持电路的宽带特性，宽带采样的模－数转换器的热噪声会被大幅度简化。本质上来说，采样保持电路包含一个电阻 R 和一个电容 C 构成的低通滤波器，它的截止频率为

$$f_{co} = \frac{1}{2\pi RC} \tag{5.54}$$

如果输入阻抗与源阻抗匹配，则截止频率可表达为

$$f_{co} = \frac{1}{2\pi C} \tag{5.55}$$

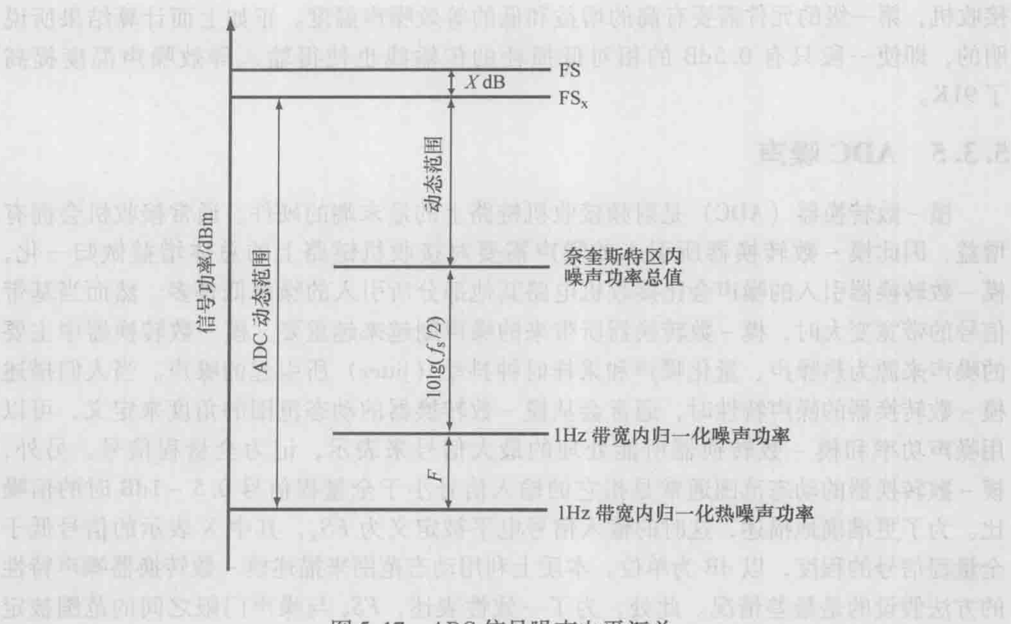


图 5.17 ADC 信号噪声电平汇总

通常来说，采样保持电路的截止频率会高于采样频率 f_s，因此，模 - 数转换器中会产生更多的噪声。所产生的热噪声可以表达为

$$N_{\text{thermal}} = \frac{kT}{2\pi C} \tag{5.56}$$

在信号数字化的过程中，模拟电压被转换并表达为离散的电压值，这一过程中会引起量化噪声。模 - 数转换器的输入电压峰峰值 V_{pp} 被划分为 n 个电压区域，每个区域的跨度为 q_v，如图 5.18 所示。输入电压可以表示为

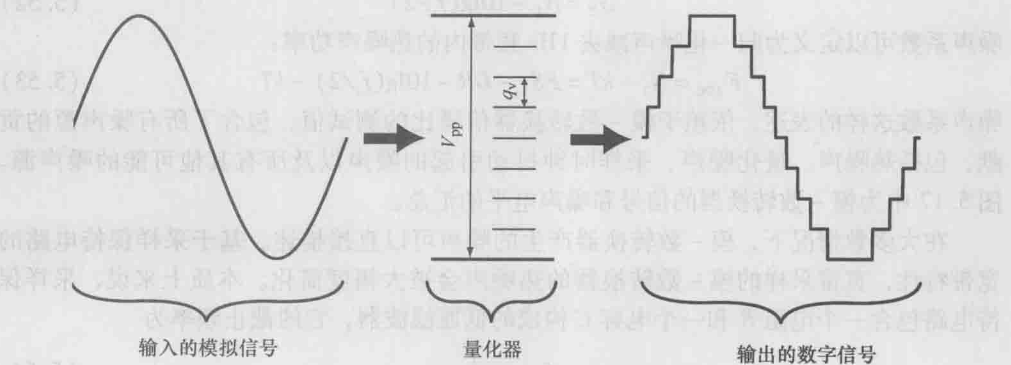


图 5.18 输入模拟信号的量化

$$V_i = kq_v + \varepsilon,\ k = 0,\ 1,\ 2\cdots,\ n \tag{5.57}$$

其中 $kq_v << (k+1)q_v$。电压 ε 落在了两个量化电平之间，根据逻辑判断电路的设置，输出电压可以取得 kq_v 或 $(k+1)q_v$ 中的任意一个值。为此，输入电压信号中 ε 的部分被舍弃并无法恢复，从而引入了噪声。

输入电压范围 V_{pp} 可以用量化电压和量化电平的数量来表示

$$V_{pp}=2^n q_v \tag{5.58}$$

对于正弦输入信号，方均根峰峰值会小于全量程信号峰峰值，满足

$$(2^n-1)q_v \leqslant V_{pp} \leqslant 2^n q_v \tag{5.59}$$

右面的不等式当 $n \geqslant 5$ 时成立。量化噪声的方均根可以表示为[12]

$$N_q=\frac{q_v}{\sqrt{12}} \tag{5.60}$$

在第一奈奎斯特区，量化噪声功率谱密度为

$$N_q(f)=\frac{N_q}{\sqrt{f_s/2}}=\frac{q_v}{\sqrt{6f_s}} \tag{5.61}$$

如果全量程信号电压为 $2^n q_v$，那么全量程信号的方均根为 $2^n q_v/2\sqrt{2}$，由于量化噪声引起的动态范围可定义为

$$DR_q=\frac{2^n q_v\ \sqrt{6f_s}}{2\sqrt{2}q_v}=2^{n-1}\ \sqrt{3f_s} \tag{5.62}$$

如果信号的带宽小于奈奎斯特频率，即 $\Delta f<f_s/2$，动态范围变为

$$DR_q=2^{n-1}\sqrt{\frac{3f_s}{\Delta f}} \tag{5.63}$$

采样保持电路中的采样时间会发生随机的变化，因为引起抖动噪声[13]。时间抖动可以通过考虑正弦输入电压信号来描述，即

$$v_i(t)=V_0\sin(2\pi ft) \tag{5.64}$$

输入信号的时间微分为

$$\frac{dv_i(t)}{dt}=2\pi fV_0\cos(2\pi ft) \tag{5.65}$$

它的方均根电压表达为

$$\frac{dv_{rms}}{dt}=\frac{2\pi fV_0}{\sqrt{2}} \tag{5.66}$$

定义 dv_{rms} 为由时间抖动而引起的误差电压信号的方均根，定义 dt 为抖动时间 t_j 的方均根，电压误差信号可以表达为

$$dv_{rms}=\frac{2\pi fV_0 t_j}{\sqrt{2}} \tag{5.67}$$

输入信号功率的方均根为

$$v_{in,rms}=\frac{V_0}{\sqrt{2}} \tag{5.68}$$

由此，由于抖动的采样噪声而引起的动态范围表示为

$$DR_j = \frac{v_{in,rms}}{dv_{rms}} = \frac{1}{2\pi f t_j} \tag{5.69}$$

抖动噪声满足随 f^{-1} 线性递减的特性。

5.4 接收机的线性特性

接收机通常需要工作在转换增益或转换损耗所确定的线性条件下，即输出信号功率正比于输入信号功率。输入输出信号能量的线性关系使得对于输入信号的分析变得简单，因为输出信号功率是输入信号功率的等比率缩放，在重建恢复输入信号时，接收机的非线性特性不需要考虑。然而在实际的接收机系统中，输出信号功率值在一个范围内线性正比于输入信号的功率。对于小输入信号，正如之前章节讨论的那样，噪声功率占据了输出信号功率的大部分，是否施加输入信号，在输出信号中由于噪声的存在根本无法分辨。也就是说，输出信号的功率似乎只是由接收机产生的噪声所引起的，由于输入信号而产生的输出信号的改变在输出噪声信号的基础上很难分辨。随着信号的功率增加，输出功率逐渐增长而超过噪声门限。当输出信号功率为接收机噪声功率两倍时，接收机开始进入近似线性区域。

对于高功率输入信号同样存在着局限，输出信号被接收机物理可接受的最大输入信号功率所限制。在高信号电平时，输出信号的功率不再保持同输入信号功率之间的线性关系，相同输入信号功率增量只能在输出信号功率中引起更小的增量，被定义为增益压缩。当输入信号功率继续增加而超过压缩区域后，输出信号功率开始饱和，更大的输入信号功率再无法引起输出信号功率的增加。如果输入信号功率继续增加而超过了接收机的饱和点，接收机元件可能会发生物理性损坏。

刚刚能将噪声与信号分辨开的信号功率电平与信号开始进入饱和的信号功率电平之间的区域称之为线性区域，大多数的接收机工作在这个区域中。图 5.19 中描述了一个典型接收机系统的输出信号功率与输入信号功率的关系特性曲线。对于非常低的输入信号，噪声信号功率占主导地位。当输入信号高于噪声功率电平，输出信号功率正比于输入信号功率，输入/输出信号功率特性曲线的斜率为 1。对于高功率信号输入，输出信号开始衰落，并收敛于接收机的输出饱和功率电平。

5.4.1 增益压缩

当接收机输入信号很小时，接收机的非线性特性是由它所产生的噪声引起的，直到信号功率达到和接收机噪声功率可以比拟的量级前，接收机输出信号功率一直近似等于它所产生的噪声功率。低功率非线性区域延伸到输出信号功率比输出噪声功率高 3dB 的位置。在高输入功率情况下，输出信号的非线性特性是由于接收机内部半导体器件（如放大器和混频器）固有的非线性特性所引起的。这些非线性器件的电压响应可以由泰勒级数的形式来描述，即

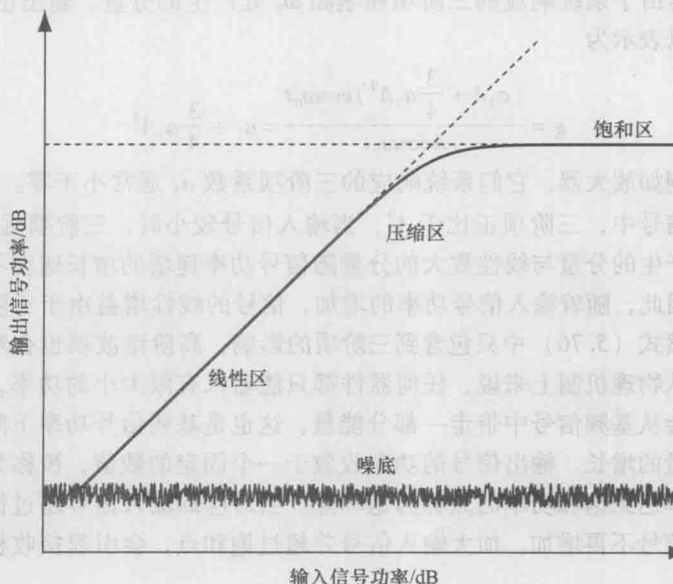


图5.19 典型接收机系统的输出信号功率与输入信号功率的关系特性曲线

$$v_o = a_0 + a_1 v_i + a_2 v_i^2 + a_3 v_i^3 + \cdots = \sum_{n=0}^{\infty} a_n v_i^n \tag{5.70}$$

式中，v_o 为接收机的输出电压；v_i 为其输入电压，泰勒级数的系数为

$$a_n = \left.\frac{d^n v_o}{d v_i^n}\right|_{v_i=0} \tag{5.71}$$

式中，a_0 代表器件电压的直流分量；a_1 是输出信号中线性部分的系数。

对于一个单频输入信号，有

$$v_i = A\cos(\omega_0 t) \tag{5.72}$$

式中，A 为信号的幅度；ω_0 为信号的角频率，$\omega_0 = 2\pi f$。

忽略高于三阶的项，得到非线性器件的输出电压为

$$v_o = a_0 + a_1 A\cos(\omega_0 t) + a_2 A^2 \cos^2(\omega_0 t) + a_3 A^3 \cos^3(\omega_0 t) \tag{5.73}$$

展开为

$$v_o = (a_0 + \frac{1}{2}a_2 A^2) + (a_1 A + \frac{3}{4}a_3 A^3)\cos(\omega_0 t) + \frac{1}{2}a_2 A^2 \cos^2(2\omega_0 t)$$
$$+ \frac{1}{4}a_3 A^3 \cos(3\omega_0 t) \tag{5.74}$$

输出信号的基频 ω_0 分量的幅度为

$$a_1 A + \frac{3}{4}a_3 A^3 \tag{5.75}$$

式（5.75）中所描述的输出信号的第一项是由于基频处输入信号的线性放大而得

到的，第二项是由于系统响应的三阶项在基频 ω_0 处产生的分量。输出信号在基频 ω_0 的转换增益可以表示为

$$g=\frac{(a_1A+\frac{3}{4}a_3A^3)\cos\omega_0t}{A\cos\omega_0t}=a_1+\frac{3}{4}a_3A^2 \tag{5.76}$$

主动元件例如放大器，它们系统响应的三阶项系数 a_3 通常小于零。在式（5.74）所表示的输出信号中，三阶项正比于 A^3，当输入信号较小时，三阶项远小于基分量，然而由三阶项产生的分量与线性放大的分量随信号功率递增的增长速度不同，前者是后者的3倍。因此，随着输入信号功率的增加，信号的线性增益由于三阶项分量的增加而变小。虽然式（5.76）中只包含到三阶项的影响，高阶谐波项也会对信号的非线性产生影响。从物理机制上来说，任何器件都只能输入有限大小的功率，谐波频率上产生的信号，会从基频信号中带走一部分能量，这也是基频信号功率下降的原因。随着输入信号能量的增长，输出信号的功率收敛于一个固定的数值，被称为器件的饱和功率。输出功率达到饱和功率的点称为饱和点。当对应的输入信号超过饱和点而继续增加时，输出信号不再增加。加大输入信号并超过饱和点，会引起接收机内部器件的物理性损坏。

在线性区，输出信号功率随输入信号功率线性变化且以单位斜率递增。每增加1dB的输入信号功率带来1dB的输出信号功率的增量。对于二阶项，以2∶1的斜率增加，而对于三阶项，它的增长斜率是3∶1。为此，谐波信号随输入信号功率增加的速度要远超过基频信号的增长速度。

如图5.20所示，与理想的线性输出功率相比，接收机系统实际的输出功率会低一些，通过比较和确认两者之间的差异可以对线性增益由于高阶谐波信号而引起的减少量进行量化，称作增益压缩。当输出信号被压缩 XdB时，成为 P_{XdB}压缩点。举个例子，线性输出信号功率可以表示为

$$P_1=GP_i \tag{5.77}$$

式中，P_i 为输入信号功率；G 为增益。

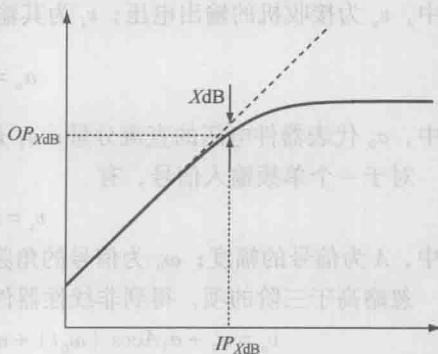


图5.20　功率压缩点的定义

如果输出功率的测量值满足

$$P_o=P_1-1\text{dB}=GP_i-1\text{dB} \tag{5.78}$$

则信号经历了1dB压缩，该压缩点成为 P_{1dB}。通常来说，1dB压缩点可以写成 IP_{1dB} 和 OP_{1dB} 的形式，分别表示输入或者输出信号功率。两者均表示输出信号功率比理想线性输出功率小1dB。常用的压缩点指标为 P_{1dB} 和 P_{3dB}，对于高敏感度系统，有时会采用 $P_{0.1dB}$。

输出信号功率 P_{XdB}压缩点所对应的输入信号电压可以通过计算的方法获得，令式（5.73）中频率 ω_0 项的系数等于减少了 XdB的线性信号增益值，

$$a_1 A_{X\text{dB}} - \frac{3}{4} a_3 A_{X\text{dB}}^3 = 10^{-X/20} a_1 A_{X\text{dB}} \tag{5.79}$$

其中假设 $a_3 < 0$，通过计算可以得到压缩点：

$$A_{X\text{dB}}^2 = \frac{4a_1(1-10^{-X/20})}{3a_3} \tag{5.80}$$

输入功率压缩点为

$$IP_{X\text{dB}} = A_{X\text{dB}}^2 \tag{5.81}$$

输出信号在频率为 ω_0 处的分量的二次方即为输出信号的功率压缩点：

$$OP_{X\text{dB}} = \frac{1}{2} a_1^2 A_{X\text{dB}}^2 = \frac{2a_1^3(1-10^{-X/20})}{3a_3} \tag{5.82}$$

5.4.2 交调产物

当多个频率的信号同时输入到非线性器件中时，不同频率的分量相互作用会在原有频率的基础上产生额外的谐波分量。假设输入信号为两个单频率信号的线性叠加，

$$v_i = A_1\cos(\omega_1 t) + A^2\cos(\omega_2 t) \tag{5.83}$$

其中 $\omega = 2\pi f$。将式（5.83）代入到式（5.70），忽略三阶以上的高阶项的影响，可以得到

$$\begin{aligned}
v_o &= a_0 + a_1[A_1\cos(\omega_1 t) + A_2\cos(\omega_2 t)] + a_2[A_1\cos(\omega_1 t) + A_2\cos(\omega_2 t)]^2 \\
&\quad + a_3[A_1\cos(\omega_1 t) + A_2\cos(\omega_2 t)]^3 = \left[a_0 + \frac{1}{2}a_2(A_1^2 + A_2^2)\right] \\
&\quad + \left[a_1 A_1 + a_3\left(\frac{3}{4}A_1^3 + \frac{3}{2}A_1 A_2^2\right)\right]\cos(\omega_1 t) \\
&\quad + \left[a_1 A_2 + a_3\left(\frac{3}{4}A_2^3 + \frac{3}{2}A_1^2 A_2\right)\right]\cos(\omega_2 t) + \frac{1}{2}a_2 A_1^2\cos(2\omega_1 t) \\
&\quad + \frac{1}{2}a_2 A_2^2\cos(2\omega_2 t) + \frac{3}{4}a_3 A_1^3\cos(3\omega_1 t) + \frac{3}{4}a_3 A_2^3\cos(3\omega_2 t) \\
&\quad + a_2 A_1 A_2\{\cos[(\omega_1+\omega_2)t] + \cos[(\omega_1-\omega_2)t]\} \\
&\quad + a_3\frac{3}{4}A_1^2 A_2\{\cos[(2\omega_1+\omega_2)t] + \cos[(2\omega_1-\omega_2)t]\} \\
&\quad + a_3\frac{3}{4}A_1 A_2^2\{\cos[(\omega_1+2\omega_2)t] + \cos[(\omega_1-2\omega_2)t]\}
\end{aligned} \tag{5.84}$$

输出信号中包含与输入信号频率 ω_1 和 ω_2 相同的分量，在 ω_1 和 ω_2 整数倍的频率分量处也有输出信号，另外在两个频率的整数倍和差组合分量上也有信号输出。在包含高阶项的情况下，输出信号中的频率分量为

$$m\omega_1 \pm n\omega_2,\ m = 0,1,2,\cdots,\ n = 0,1,2,\cdots \tag{5.85}$$

输出信号中包含输入信号的频率分量 ω_1 和 ω_2，其他的频率分量称为交调产物。偶数项所产生的交调产物位于DC和偶次谐波频率上，而奇数项所产生的交调产物在基频和奇次谐波频率上。二阶、三阶项所产生的频率分量为

$$a_2 v_i^2 \to 2\omega_1,\ 2\omega_2,\ \omega_1+\omega_2,\ \omega_1-\omega_2 \tag{5.86}$$

$$a_3 v_i^3 \to \omega_1,\ \omega_2,\ 3\omega_1,\ 3\omega_2,\ 2\omega_1+\omega_2,\ 2\omega_1-\omega_2,\ \omega_1+2\omega_2,\ \omega_1-2\omega_2$$

当两个频率的差值远小于它们的平均值时，两个频率的整数倍会相距很远，除非系统工作带宽超过倍频程，这些频率的整数倍谐波分量的影响都可以被忽略。输出信号的频谱在图 5.21 中。

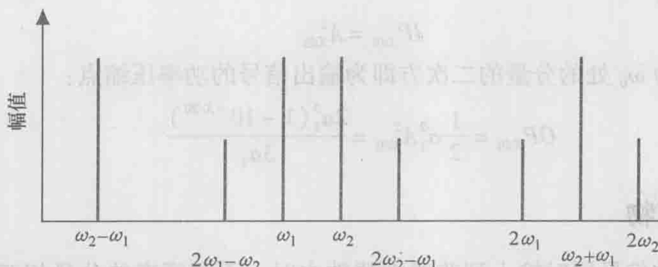


图 5.21 非线性元件输出信号频率（包含两个基频信号及交调产物）

对于混频器，最关注的是二阶交叉调试所产生的输入信号的和差频率，对于上变频器，所期望的信号在 $\omega_1+\omega_2$，而对于下变频器，所期望的输出信号在 $\omega_1-\omega_2$。输出信号中其他的交调项的频率与期望频率之间距离很远，可以通过滤波器轻易滤除。

对于放大器，期待的频率分量在基频 ω_1 和 ω_2 处，其他的交调产物或可以成为信号失真的原因。当两个输入频率相距很近时，由三阶项产生的交调项会产生频率为 $2\omega_1-\omega_2$ 和 $2\omega_2-\omega_1$ 的分量与信号的输入频率 ω_1 和 ω_2 非常接近，而三阶项所产生的其他交调分量的频率远离信号基频，可以被滤除。三阶交调项中的差频信号会非常接近或落入放大器的通频带，往往会引起信号失真，称作三阶交调失真。三阶项幅度的增长会引起增益压缩，此外，如果有两个输入信号的差频与期望信号相同，那么如果它们在接收机中发生混频也会影响期望的信号。

5.4.3 三阶截断点

输出的基频信号与三阶谐波信号功率相同时，输入或输出信号的功率往往用来描述放大器或者接收机的线性特性，称为三阶交调电平。该值越高表明交调被抑制的程度越高，从而接收机的线性区间越大。三阶交调电平记为 IP_3 或者 TOI，可以令式 (5.75) 中的两项相等而计算获得

$$A_{IP_3}^2 = \frac{4a_1}{3a_3} \tag{5.87}$$

由于在交叉点处，输出信号中的三阶交调项与理想基频输出信号的功率相同，因此可以利用式（5.82）中的基频信号的幅度计算交叉点处输出信号的功率

$$OP_{IP_3} = \frac{2a_1^3}{3a_3} \tag{5.88}$$

而输入交调电平为 $IP_{IP_3}=A_{IP_3}^2$。

利用式（5.82）和式（5.88）可以将三阶交调电平和 XdB 压缩点联系起来。具体来说，三阶交调电平与 XdB 压缩点的比例为

$$\frac{P_{IP_3}}{P_{XdB}}=\frac{1}{1-10^{-X/20}} \tag{5.89}$$

这里需注意式（5.89）对输入和输出功率均适用，令 P_{TOI} 与 P_{1dB} 关联，得到

$$\frac{P_{IP_3}}{P_{1dB}}=\frac{1}{1-10^{-1/20}}=9.195=9.636\text{dB} \tag{5.90}$$

由此，通常非线性器件的交调电平比 1dB 压缩点高 9.6dB。交调电平是一个理论概念，因为交调电平所对应的输入信号功率已经在压缩区域内。交调电平没有办法直接测量，而只能通过基频和谐波信号和输出信号随输入信号功率增长斜率 1:1 和 1:3 通过计算来求解。三阶谐波的功率为

$$P_3=P_{IP_3}-3(P_{IP_3}-P_1)=3P_1-2P_{IP_3} \tag{5.91}$$

式中 P_n 为 n 阶谐波分量的输出功率，以 dB 为单位。式（5.91）所表示的输出功率的曲线表现在图 5.22 中。线性表述三阶谐波的功率有

$$P_3=\frac{P_1^3}{P_{IP_3}^2} \tag{5.92}$$

交调电平处输出信号的功率可以通过基频和三阶谐波信号的功率来计算

$$P_{IP_3}=\sqrt{\frac{P_1^3}{P_3}} \tag{5.93}$$

值得注意的是交叉点可以通过在非压缩区域内的任何一点通过 P_1 和 P_3 计算获得。

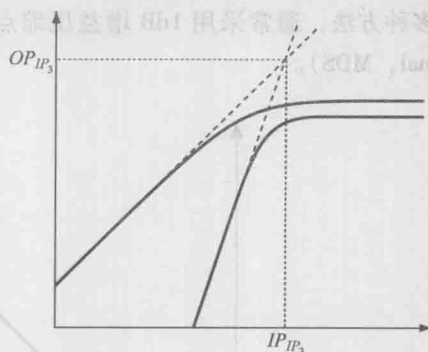


图 5.22 基频及三阶谐波信号功率

利用负反馈、正反馈或预失真的方法可以压制谐波信号，提高交叉点与增益压缩点之间的比例，使其高于 9.636dB[5]。如果放大器满足 $P_{IP_3}/P_{1dB}>9.636\text{dB}$，则称其为高线性放大器。在商业可购买的毫米波微波放大器中，这些技术经常被采用。

5.4.4 级联系统的三阶截断点

在多元件级联的系统中，三阶交调电平会因为各谐波信号的相干叠加而降低。与计算级联网络的噪声系数相似，三阶交调电平可以以各级的增益和交调电平来表示。由于多元件的级联，系统的交调电平会减低，计算得到[1]

$$P_{IP_3,\text{sys}}=\left(\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{P_{IP_3,n}}\right)^{-1} \tag{5.94}$$

式中，$P_{IP_3,n}$为级联系统中从输入端开始第 n 个元件的三阶交调电平。

因为，对于级联链路中的各元件，如果其之前各级表现为增益，则总增益会加到它的交调电平上，而如果前级表现为损耗，那么总的等效损耗需要从它的交调电平中去除，从而完成交调电平到整个网络输入端为参考的转换。另外，必须注意式（5.94）中的功率为线性单位，而不是以 dB 为单位。

5.4.5 动态范围

在前文的讨论中，我们得知输出的基频信号功率以单位斜率增长的线性响应区间有上下限限制，输入信号微弱时，受到系统噪声的限制，而当输入信号逐渐增加到饱和时又受到了饱和功率的限制。两个限制之间的线性区域是接收机的工作区域，称为动态范围。图 5.23 给出了接收机输出信号的曲线，并标注了动态范围。因为输出信号的基频分量以单位斜率随输入信号的变化而变化，动态范围可以理解为一个区域，在该区域中输入输出信号功率差异可以控制在可接受值的范围内。动态范围的上下限制有多种方法，通常采用 1dB 增益压缩点和最小可检测信号电平（Minimum Detectable Signal，MDS）。

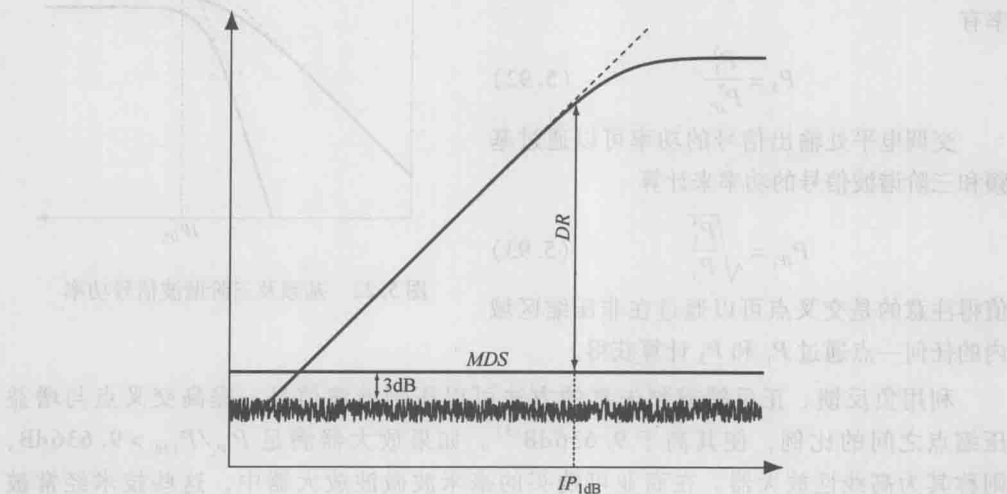


图 5.23 接收机动态范围

$$DR = P_{1dB} - MDS \tag{5.95}$$

其中最小可检测信号电平比噪声功率门限高 3dB

$$MDS = Gk(T_0 + T_{sys})\Delta f + 3\text{dB} \tag{5.96}$$

如果定义了可正确恢复信号所要求的最小信噪比，那么动态范围的下限为信号噪声门限加上 SNR

$$DR = P_{1dB} - Gk(T_0 + T_{sys})\Delta f - SNR \tag{5.97}$$

有时候动态范围的下限也定义成噪声门限，另外动态范围的上限可有各种定义方式，例如对于高线性要求的系统需要采用 $P_{0.1dB}$，而对于对输出功率有要求，且对线性度要求不高的系统则可以采用 P_{3dB}。

举个例子，一个接收机的 1dB 压缩电平为 15dBm，增益为 40dB，系统温度在 500K，带宽为 100MHz。其最小可检测信号电平由式（5.96）给出，为 $MDS = -46.6\text{dB}$，动态范围由式（5.95）计算得到为 $DR = 61.6\text{dB}$。如果系统需要信噪比为 $SNR = 10\text{dB}$，那么根据式（5.97）动态范围为 $DR = 54.6\text{dB}$，会比用最小可检测电平 MDS 计算的值低 7dB。

接收机的噪声门限可以由接收机的噪声系数来计算，通常以 dB 的形式表示。利用式（5.37），接收机的输出噪声为

$$N_o = Gk(T_0 + T_{sys})\Delta f = FGkT_0\Delta f \tag{5.98}$$

式（5.98）是定义在线性标尺上的，同样输出噪声功率也可以通过每 Hz 带宽范围内的噪声加上噪声系数，增益和带宽来表示为 dB 的形式，即

$$N_o = -174 + F + G + \Delta f(\text{dBHz})\,\text{dBm} \tag{5.99}$$

其中 $kT_0 = -174\text{dBm}$，$\Delta f(\text{dBHz}) = 10\lg(\Delta f)$ 为以 1Hz 做归一化的信号带宽。对于一个接收机，噪声系数 $F = 4\text{dB}$，增益为 $G = 20\text{dB}$，带宽为 $\Delta f = 100\text{MHz} = 80\text{dBHz}$，由此输出噪声功率为 $N_o = (-174 + 4 + 20 + 80)\,\text{dBm} = -70\text{dBm}$。

5.4.6 无杂散动态范围

我们需要定义基频信号的线性变化区间，此外我们还需要定义无杂散信号范围 $SFDR_n$，在此范围内杂散信号不超过信号的噪声电平，定义为关注的杂散信号达到噪声功率电平时基频信号功率与杂散信号功率之间的差值。序号 n 标志了定义动态范围所基于的谐波分量。由于二阶谐波信号往往在关注的信号通带之外，而三阶谐波是下一个幅度上最大的谐波信号，所以往往无杂散动态范围是针对三阶谐波来说的。

由于基频信号以及各阶谐波与输入信号功率的线性关系，$SFDR_3$ 可以通过交调电平 P_{IP_3} 和噪声门限来描述：

$$SFDR_3 = \frac{2}{3}(P_{IP_3} - N_o) \tag{5.100}$$

其中，功率电平以 dB 为单位，该结果可以通过分析式（5.70）中的泰勒级数的系数得到，然而更简单地，可以通过分析图 5.24 中基频和三阶谐波随输入信号功率变化的曲线获得，其中基频信号的变化增益斜率为 1，而三阶谐波的变化斜率为 3。对于基于谐波定义的无杂散动态范围，也可以很简单地以画图的方式获得

$$SFDR_n = \frac{n-1}{n}(P_{IP_n} - N_o) \tag{5.101}$$

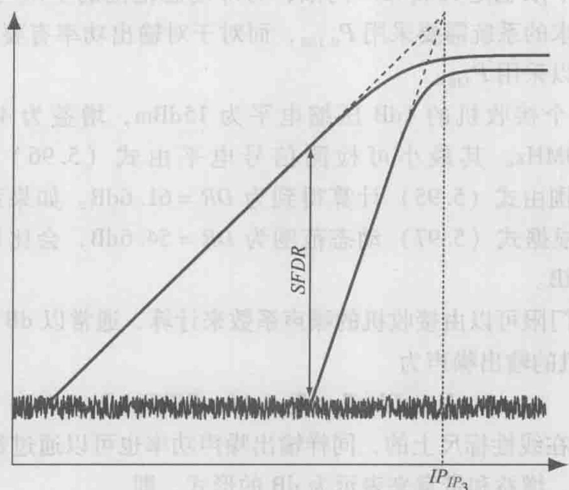


图 5.24 无杂散动态范围

参 考 文 献

[1] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, 2005.

[2] K. Chang, Ed., *Handbook of Microwave and Optical Components Vol 1: Microwave Passive and Antenna Components*. New York: John Wiley & Sons, 1990.

[3] K. Chang, Ed., *Handbook of Microwave and Optical Components Vol 2: Microwave Solid-State Components*. New York: John Wiley & Sons, 1990.

[4] P. L. D. Abrie, *Design of RF and Microwave Amplifiers and Oscillators*. Boston: Artech House, 1999.

[5] P. B. Kenington, *High-Linearity RF Amplifier Design*. Boston: Artech House, 2000.

[6] S. A. Maas, *Microwave Mixers*, 2nd ed. Maas: Artech House, 1993.

[7] J. B. Johnson, "Thermal Agitation of Electricity in Conductors," *Physical Review*, vol. 32, p. 97, 1928.

[8] H. Nyquist, "Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors," *Physical Review*, vol. 32, p. 110, 1928.

[9] J. D. Kraus, *Radio Astronomy*. New York: McGraw-Hill, 1966.

[10] F. N. H. Robinson, *Noise and Fluctuations in Electronic Devices and Circuits*. Oxford: Clarendon Press, 1974.

[11] W. B. Davenport and W. L. Root, *An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise*. New York: McGraw-Hill, 1958.

[12] P. E. Pace, *Advanced Techniques for Digital Receivers*. Norwood: Artech House, 2000.

[13] W. Kester, Ed., *The Data Conversion Handbook*. Oxford: Elsevier, 2005.

第6章　辐　射　计

安防遥感提供了一种对于物体特性参量（如温度、距离或速度）的测量方法。用于测量这些参量的遥感器可以分为主动遥感器与被动遥感器，这两种遥感器的主要区别是主动遥感器发射能量，测量被物体反射的能量；而被动遥感器则测量物体本身的辐射或反射其他地方的能量。在系统配置上，主动遥感器包括发射机和接收机，而被动遥感器只包含接收机。

辐射计为被动遥感器，它用来测量物体或场景辐射或反射的电磁能量，尤其是电磁热辐射。在微波与毫米波频段，地面物体的电磁热辐射功率与它的物理温度呈线性关系。因此，通过测量热辐射功率，辐射计可以提供物体温度的计量。微波辐射计已在射电天文学[1-4]和卫星遥感[5,6]中得到了广泛的应用。最近几年，辐射测量在安防遥感领域中的应用引起了人们广泛的兴趣，通过探测温度的差别可以定位衣物遮蔽下的隐藏物体，可以建立场景与人体的图像，可以探测环境干扰，也可以探测墙后静止或运动状态的人体。

来自于物体背景的微波与毫米波热辐射，其物理温度在300K量级，辐射功率很低，其量级在10^{-10}W或更低。因此微波毫米波辐射计必须有较高的增益，用于接收这些物体的低功率辐射信号。另外来自于场景的温度通常接近于感兴趣物体的温度，因此辐射计还需要具有较高的温度灵敏度用于分辨物体与环境之间较小的温差。

微波与毫米波辐射测量在安防遥感中已经有了不少应用，如应用辐射测量阵列作为成像仪来探测隐藏物体，其成像技术将主要在第8章中进行讲解。类似的成像仪利用微波与毫米波穿透衣服材料时微弱的衰减来提供温度像，从而探测隐藏物体，如武器等。在毫米波及以下的频率，金属反射率很高，当置于人体前时，可以反射出其周边环境温度，一般来说会比人体本身温度更低。因此，金属物体在温暖的人体前会作为冷源显示。最近的研究将辐射测量应用于检测室外环境下的人体，检测处于室外杂乱背景环境下静止[7-12]或移动的人员[13,14]。在这些应用场景下，全功率或相关式辐射计扫描观测视场，若在天线波束照射范围内呈现出人体，将会测量出温度差。探测移动的人体时，辐射计可在固定的凝视模式下运行，在此模式下当人体进入天线波束时，会测量温度差别。微波与毫米波辐射可以穿过一些墙体材料，例如隔断板墙，因此将辐射测量应用于穿墙探测的研究也引起了研究人员的兴趣[15,16]。辐射测量也被应用于地雷的探测中，毫米波频段可用于表层地雷探测[17,18]，但是，由于地雷被土地介质层覆盖，地下地雷的探测更具挑战性。无论是地表探测还是地下探测，由于被置于地表之下的地雷或其他的金属物体辐射率低，主要反射来自空间中的辐射，使其微波温度在10～20K量级，因此可以与周围温度更高的泥土区分开来。根据盐度与密度以及其他不同的因素，微波辐射可以穿透不同深度的泥土。工作频率为1～10GHz的辐射计可

以有效地探测几英尺下埋藏的物体[19,20]。

本章提供了关于微波和毫米波辐射测量的原理概述，着重对理解辐射计系统设计有用的基础知识进行了介绍。第一节介绍了基础的辐射测量理论，包括亮度与通量密度。之后是详细的黑体热辐射理论和其在微波与毫米波频率对陆地物体探测的应用。接下来的小节介绍了辐射测量基本概念，包括辐射测量温度与辐射强度，紧接着是辐射计接收机部分，主要关注全功率和相关式辐射计的接收响应和灵敏度，本章最后讨论了实际设计辐射计中所需要考虑的问题。

6.1 辐射测量学基础

6.1.1 亮度

辐射计的功能是测量物体源辐射的电磁能量。对于安防遥感器来说，电磁能是热产生的，在微波与毫米波区域，对于大部分感兴趣的源，辐射能与源的物理温度成正比。因此毫米波辐射计可以测量源的物理温度。其测量值为源的亮度，其单位为 W/(m^2 · str)。辐射计接收功率是关于亮度的函数，也是接收孔径的空间滤波属性的函数，与天线方向图和带宽有关。如第 5 章中所讨论的，接收设备对接收信号施加了各种非理想特性，如噪声和失真。通常来说，在安防遥感中，接收器产生的噪声功率远大于源产生的可探测功率。

可以通过考虑平面入射，来理解辐射源辐射的热功率与辐射计接收的热功率。图 6.1 图像描述了它们的几何关系，其表面接收微分功率为

$$\mathrm{d}P = B_f(f,\theta,\phi)\cos\theta \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}A \mathrm{d}f \tag{6.1}$$

式中，B_f 为源的光谱亮度，单位是 W/(m^2 · Hz · str)；$\cos\theta$ 为面元在出射方向上的投影角度的余弦。

孔径接收功率是对式（6.1）在各角度、光圈范围 A_r 与频率同时进行积分得到的：

$$P = \iiint_{f\,A_r\,\Omega} B_f(\theta,\phi)\cos\theta \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}A \mathrm{d}f \tag{6.2}$$

式中，A_r 为接收表面的面积。

总功率可以通过对各频率的谱功率积分得到，谱功率是与频率有关的源辐射功率，单位为 W/Hz，即

$$P = \int_f P_f(f)\,\mathrm{d}f \tag{6.3}$$

其中

$$P_f = \iint_{A_r\,\Omega} B_f(\theta,\phi)\cos\theta \mathrm{d}\Omega \mathrm{d}A \tag{6.4}$$

为谱功率。如果在感兴趣的带宽内谱亮度（也就是谱功率）为常数，谱功率可以用来表征系统。对于矩形通带，总功率被简化为谱功率与带宽的乘积。

亮度通常来说是关于频率的函数。通过对有限的带宽积分，得到总亮度［W/（m^2 · str)］也可简称为亮度，其带宽内表达式为

$$B(\theta,\phi) = \int_{f}^{f+\Delta f} B_f(f,\theta,\phi)\,\mathrm{d}f \quad (6.5)$$

入射到表面的总带限功率可以通过对式（6.1）积分，并代入式（6.5）得

$$P = \iiint_{A,\,\Omega} B(\theta,\phi)\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}A \quad (6.6)$$

图6.1　描述辐射功率入射接收张角的几何示意图

如果源与表面距离足够远，那么入射辐射在整个表面上近似为常数，则功率为

$$P = A_r \iint_{\Omega} B(\theta,\phi)\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega \quad (6.7)$$

如果亮度在整个上半球上为恒定，则功率可改写为

$$P = A_r B \int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta\sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi \quad (6.8)$$

式（6.8）中的积分等于 π，因此空间恒定亮度的表面入射功率为

$$P = \pi A_r B \quad (6.9)$$

6.1.2　亮度与距离

值得注意的是，亮度是测量源单位面积单位立体角上的功率辐射的物理量。因为亮度依赖于立体角变化，因此亮度描述的是独立辐射线的辐射量。但是，亮度不随距离改变。考虑从源传播至接收表面的无穷小辐射线，如图6.2所示。为了简化，可以假设源位于正对接收表面一侧，因此 $\cos\theta = 1$。因为光束在角度方向无限小，所以随着传播距离 R 变化，其亮度值在立体角内不发生变化。如果辐射在自由空间内传播，不被吸收、散射或衍射，由能量守恒可知，源发射的微分功率等于接收表面接收的功率。

$$\mathrm{d}P_s = \mathrm{d}P_r \quad (6.10)$$

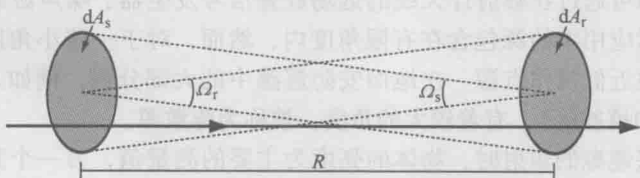


图6.2　无穷小辐射线自源传播至接收表面，传播距离为 R
（源位于正对接收表面一侧，因此朗伯余弦项可以忽略）

如果源和接收表面的微分立体角分别为 $d\Omega_s$ 与 $d\Omega_r$，那么，源发射的微分功率与接收表面接收的微分功率分别为

$$dP_s = B_s dA_s d\Omega_s \tag{6.11}$$

与

$$dP_r = B_r dA_r d\Omega_r \tag{6.12}$$

式中，B_s 与 B_r 分别为源与接收表面的亮度；A_s 与 A_r 分别为源与接收表面的面积。

源的微分面积可以通过接收表面的立体角给出：

$$dA_r = R^2 d\Omega_r \tag{6.13}$$

同样

$$dA_s = R^2 d\Omega_s \tag{6.14}$$

微分功率因此可得

$$dP_s = B_s dA_s \frac{dA_r}{R^2} \tag{6.15}$$

以及

$$dP_r = B_r dA_r \frac{dA_s}{R^2} \tag{6.16}$$

将式（6.15）和式（6.16）代入式（6.10）得

$$B_r = B_s \tag{6.17}$$

因此，源的亮度等于表面接收的亮度：亮度与传播距离无关。这个结论非常重要，因为在6.2节中会看到，亮度与源的物理温度成比例。因此，只要入射的接收孔径足够大，可以被接收机检测到，源的物理温度就可以通过辐射计测量，而不需要考虑辐射计与源之间的距离。在射电天文学中，数千光年远的星体的亮度可以被测量，可以用于观察银河系星云的物理过程、黑洞和许多其他大量星体，之所以这是可行的，是因为物体的物理温度不随距离而改变。

6.1.3　通量密度和源分布

无限小角度的辐射源可视为点源。真正的点源在自然界中不存在，它们可以作为有用的分析手段用于辅助理论发展、系统设计与遥感器属性评价。点源在实际应用中可被近似，例如可通过在辐射计天线的远场放置信号发生器、噪声源或天线来校准扫描辐射计。实际应用中的源包含在有限角度内，然而，对于一些小角度的源，例如星体，它们可以被近似视作点源。在地面安防遥感中的大部分源，例如人体、动物和各种环境干扰（如植被等），有着较大的角度，被称为弥散源。

在测量感兴趣源的辐射时，物体的亮度为主要的测量值，另一个重要的量是源的通量密度，单位为 W/m^2，是亮度在源空间上的积分：

$$S = \iint_{\Omega_s} B(\theta,\phi)\, d\Omega \tag{6.18}$$

式中，Ω_s 是对源的立体角。

在这里，没有 $\cos\theta$ 项是为了使通量密度只与源有关；从接收机处观察得到的通量密度将会包含 $\cos\theta$ 项。点源的亮度分布可以简单地用一个特定角度（θ_0，ϕ_0）下的冲击函数表示，并由亮度归一化。因此点源的通量密度，或者简单地说是点源的亮度为

$$S_p = \iint_{\Omega_s} B_p(\theta,\phi)\delta(\theta-\theta_0)\delta(\phi-\phi_0)\mathrm{d}\Omega = B_p(\theta_0,\phi_0) \tag{6.19}$$

接收孔径的通量密度，由于与 $\cos\theta$ 有关，因此被称为观察通量密度，是源通量密度经孔径空间滤波函数修正后的结果。观察通量密度由下式给出：

$$S_0 = \iint_{\Omega_s} B(\theta,\phi)\cos\theta \mathrm{d}\Omega \tag{6.20}$$

此式适用于一般的接收机孔径。孔径的空间滤波效应导致观察到通量密度小于或等于源通量密度。对于一个在角度（θ_0，ϕ_0）处的点源来说，观察到的通量密度为

$$S_p = B_p(\theta_0,\phi_0)\cos\theta_0 \tag{6.21}$$

虽然亮度与距离无关，但是通量密度作为亮度在扩展源角度范围内的积分，与距离的二次方成反比。考虑半径为 r 的球体，其亮度均匀一致为 B，如图 6.3 所示。用式(6.18)，在距离 R 处孔径观测到的通量密度为

$$S_0 = \iint_{\Omega_s} B(\theta,\phi)\cos\theta \mathrm{d}\Omega = B\int_0^{2\pi}\int_0^{\theta_s}\cos\theta\sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\phi \tag{6.22}$$

式中，θ_s 为源张开角度的一半。

积分等于 $\pi\sin^2\theta_s$，而又因为

$$\sin\theta_s = \frac{r}{R} \tag{6.23}$$

因此求得通量密度为

$$S_0 = \pi B\frac{r^2}{R^2} \tag{6.24}$$

因此，观察通量密度与距离的二次方成反比，与亮度成正比，而亮度不随距离的改变而变化。

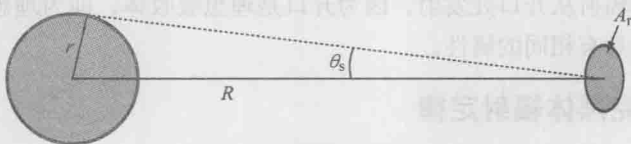


图 6.3 亮度为 B 的球面的通量密度

6.1.4 天线的影响

如果接收孔径代表了一个孔径天线，那么与 $\cos\theta$ 有关的项可以被替换为天线方向图 $A(\theta,\phi)$。假设源与天线距离足够远，入射辐射在整个孔径上恒定，那么接收功率为

$$P = \frac{1}{2}A_e\iint_{f\ \Omega} B_f(\theta, \phi)A(\theta, \phi)\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}f \tag{6.25}$$

式中，A_e 为天线的有效孔径，在 4.2.7 节中曾有定义。

1/2 项表示天线极化的效果：热源发射的非极化非相干辐射，因此极化天线只能对极化两个组成部分中的一个进行响应。因此谱功率为

$$P_f = \frac{1}{2}A_e\iint_{f\ \Omega} B_f(\theta, \phi)A(\theta, \phi)\mathrm{d}\Omega \tag{6.26}$$

接收端观察得到的源的通量密度，包括天线方向图为

$$S_0 = \iint_{\Omega} B(\theta, \phi)A(\theta, \phi)\mathrm{d}\Omega \tag{6.27}$$

6.2 黑体辐射

热辐射是物体由于组成物体材料的电子热扰动所发射出的固有电磁能。所有物理温度高于绝对零度的物体都会有热辐射。黑体是热平衡中的一个假设的理想物体，可以吸收所有的入射能量而不反射任何能量。根据基尔霍夫辐射定律，在热平衡中，物体吸收的功率等于其发射的功率，因此黑体也是理想电磁辐射体。为了更好地理解黑体的概念与它的属性，通常黑体被近似视作热平衡下温度为 T 的封闭体。该封闭体被做成有可供辐射通过的小开口，如图 6.4 所示。从开口处进入的辐射被封闭体内壁反射，最终被内壁所吸收；如果洞口比洞口内部面积小很多，那么只有一小部分可忽略的辐射会从开口处逃逸。因此，所有进入开口的能量都会被完全吸收。另外，封闭体内壁的热辐射从开口处发射，因为开口是理想吸收体，即为理想辐射体，因此，洞口和黑体表面具有相同的属性。

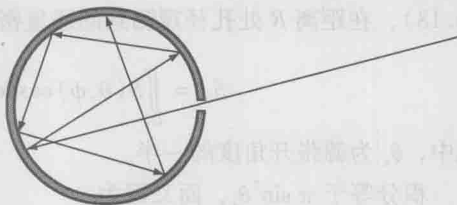


图 6.4 黑体的近似（所有的开口的入射辐射都被封闭体吸收，所有开口处发出的辐射都是热产生）

6.2.1 普朗克黑体辐射定律

黑体发射辐射的谱亮度可通过普朗克定律给出

$$B_f = \frac{2h}{c^2} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{\frac{hf}{kT}} - 1} \tag{6.28}$$

式中，B_f 代表黑体的谱亮度；h 代表普朗克常数。

普朗克公式给出了理想发射体的辐射分布，它依赖于频率和物体或媒质的物理温度。图片 6.5 展示了在几个具有代表性的物体随频率变化的黑体亮度，包括：太阳温度，“红热”物体（1000K），人体温度（310K）和宇宙微波背景温度（3K）。因为式

(6.28) 并不依赖于方向，且黑体是郎伯表面。这意味着每单位立体角的功率（辐射强度）依赖于黑体表面法线方向和观测点之间夹角的余弦值。因为投影面积也随着夹角余弦值减小，所以亮度保持不变。

普朗克定律也依赖于单位波长间距，而不是单位带宽，通过给定

$$B_f\,|\mathrm{d}f| = B_\lambda\,|\mathrm{d}\lambda| \tag{6.29}$$

并且利用

$$f = \frac{c}{\lambda} \tag{6.30}$$

和

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}\mathrm{d}\lambda \tag{6.31}$$

这样，依据于单位波长间隔的谱亮度

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{hc/\lambda kT}-1} \tag{6.32}$$

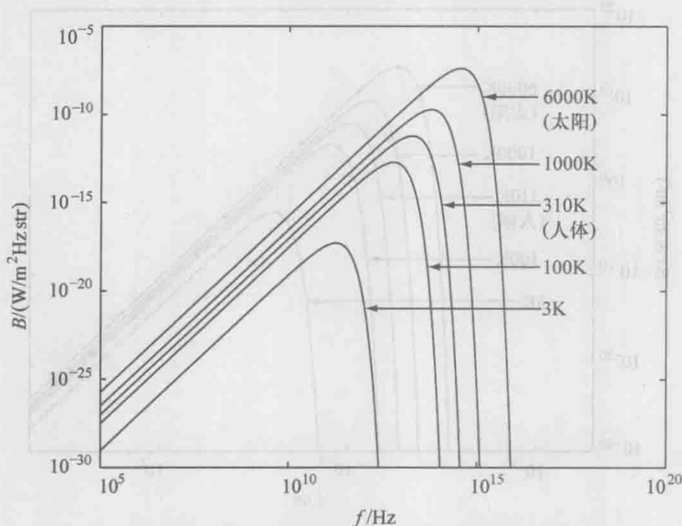


图 6.5 黑体在不同温度下随频率变化的辐射曲线

其单位是 $\mathrm{W/m^3 \cdot str^1}$。注意到，尽管由式（6.28）和式（6.32）得到的曲线形状相同，但是峰值却出现在不同的位置；也就是说，在相同黑体温度条件下，应用式（6.30）导出式（6.32）所得到的曲线峰值，与式（6.28）得到的曲线峰值。图 6.6 显示了随波长变化的图 6.5 的亮度曲线。

普朗克定律的某些属性可以通过温度变化时曲线的不同加以区分，当黑体温度增加时，辐射最大值的位置也会出现在更高的频率上；这就是著名的维恩位移定律，可以通过对式（6.28）求 f 的微分，并且使微分结果为 0 时得到

$$\frac{\mathrm{d}B_f}{\mathrm{d}f}=\frac{2hf_m^2}{c^2}\left(\mathrm{e}^{hf_m/kT}-\frac{hf_m}{kT}\mathrm{e}^{hf_m/kT}-1\right)=0 \tag{6.33}$$

式中，f_m 是曲线最大值点对应的频率，可化简为

$$\frac{hf_m}{kT}=3(1-\mathrm{e}^{-hf_m/kT}) \tag{6.34}$$

在式（6.34）中，代入 $x=hf_m/kT$ 得到 $x=3(1-\mathrm{e}^{-x})$，通过数值求解得 x 约等于2.82；因此

$$hf_m=2.82kT \tag{6.35}$$

或者，可等价为

$$f_m=5.87\times10^{10}T \tag{6.36}$$

例如，典型的人体温度为 $T=310.15\mathrm{K}$，将黑体光谱的峰值置于 $f_m=1.82\times10^{13}\,\mathrm{Hz}$ 上，在这里，波长 $\lambda_m=1.65\mu\mathrm{m}(18.2\mathrm{THz})$，属于中红外线波段。在红外波段下人体皮肤和黑体具有几乎相同的性质，这也是人体热辐射的红外影像已被成功应用的原因。

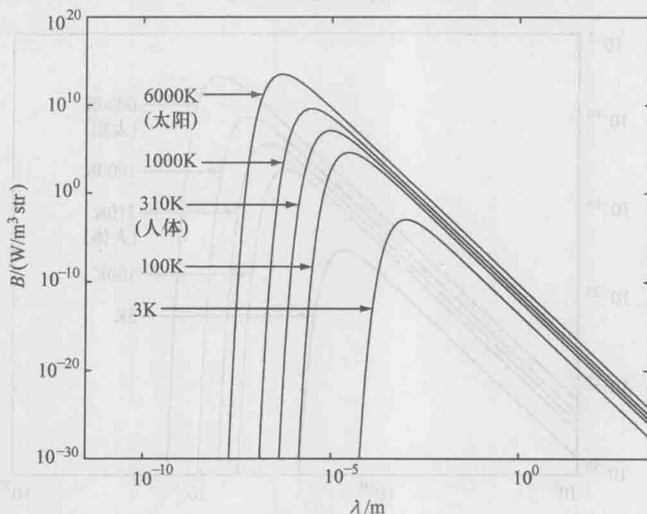


图6.6 黑体在不同温度下随波长变化的辐射曲线

维恩位移定律也可以通过式（6.32）B_f 对波长求导并通过使导数等于0得到，从而得出

$$\lambda_m=\frac{2.9\times10^{-3}}{T} \tag{6.37}$$

一个由太阳发出辐射的例子，曲线在图6.6中显示。太阳表面的温度大约是6000K，由式（6.37）得到 $\lambda_m=480\mathrm{nm}$，对应于电磁波谱的光波频带中心。人眼也由此进化出对与太阳光最强亮度相一致的波长光做出响应。

从普朗克方程所绘制的图像可以看出，黑体的亮度随温度单调变化。也就是说，不论曲线的位置在哪里，其亮度均满足下式。

$$\frac{\mathrm{d}B_f}{\mathrm{d}T}>0 \tag{6.38}$$

因此，在给定的频率下，黑体温度的提高往往会导致亮度的提高。

普朗克定律给出了黑体辐射出的谱亮度是温度和频率的函数。总亮度被定义为所有频率下亮度的积分：

$$B=\int_0^{\infty}B_f\mathrm{d}f=\frac{2h}{c^2}\int_0^{\infty}\frac{f^3}{\mathrm{e}^{hf/kT}-1}\mathrm{d}f \tag{6.39}$$

通过令 $x=hf/kT$，式子可以被简化为

$$B=\frac{2h}{c^2}\left(\frac{kT}{h}\right)^4\int_0^{\infty}\frac{x^3}{\mathrm{e}^x-1}\mathrm{d}x \tag{6.40}$$

积分项为常数等于 $\pi^4/15$，因此

$$B=\frac{2\pi^4k^4}{15c^2h^3}T^4 \tag{6.41}$$

辐射通量密度 M 单位为 $\mathrm{W/m^2}$，是由通过对式（6.41）在黑体所辐射的半球面进行积分得出的。因为黑体是郎伯辐射体，角度的余弦值必须被包括进去

$$M=\int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}}B\cos\theta\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi=\pi B \tag{6.42}$$

或者

$$M=\sigma T^4\,\mathrm{W/m^2} \tag{6.43}$$

其中

$$\sigma=\frac{2\pi^5k^4}{15c^2h^3}=5.67\times10^{-8} \tag{6.44}$$

等式（6.43）是斯特凡－玻耳兹曼定律，式（6.44）是斯特凡－玻耳兹曼常数，（$\mathrm{W/m^2\cdot K^4}$）。这个定律表明黑体的辐射通量密度与其物理温度的4次方成正比。

6.2.2 普朗克定律的近似

有两种对于普朗克定律有用的近似可以作为对于黑体光谱亮度表达式的简化。一种是，当 $hf\ll kT$ 时，在式（6.28）中的指数项，e^x 可以被展开为幂级数

$$\mathrm{e}^x=1+x+\frac{x^2}{2!}+\cdots=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{x^n}{n!} \tag{6.45}$$

在 $hf\ll kT$ 的近似下，得

$$\mathrm{e}^{hf/kT}=1+\frac{hf}{kT} \tag{6.46}$$

则普朗克定律被简化为

$$B_f=\frac{2f^2kT}{c^2} \tag{6.47}$$

这就是瑞利－金斯定律，它说明了黑体的谱亮度与它的物理温度和频率的二次方成正比。这个定律最开始是由普朗克通过黑体空腔的电磁场的经典理论独立推导出来

的。瑞利 - 金斯定律的局限性在于，随着频率的增加谱亮度发散，趋于无穷，这就是被熟知的紫外灾变。

$hf << kT$ 的条件将瑞利 - 金斯定律的应用限制于频率小于最大亮度对应频率的范围内；在黑体曲线的峰值附近，来自于普朗克定律的瑞利 - 金斯定律的偏离将会变得越来越大。虽然定律在低频率同时低温度时不成立，但是，在安防遥感和遥感的实际应用中遇到的典型物体和背景都具有足够高的温度使得定律有一个很好的近似。例如，在人体温度（$T = 315.15\text{K}$）条件下，亮度曲线峰值为 $f_m = 18.2\text{THz}$。在这个频率下，由瑞利 - 金斯定律式（6.47）得到的亮度比由普朗克定律式（6.28）得到的要大出 447%，而在频率 $f = 180\text{GHz}$ 时（比最高峰频率低两个数量级），误差仅仅为 1.41%。

在更高的频率，当 $hf >> kT$ 时，得

$$e^{hf/kT} - 1 \approx e^{hf/kT} \tag{6.48}$$

普朗克定律可以表示为

$$B_f = \frac{2hf^3}{c^2} e^{-hf/kT} \tag{6.49}$$

这就是维恩定律，它是对普朗克定律在频率远大于最大亮度所对应的频率条件下的精确近似，典型的代表着红外和更高频率的波段。所以，维恩定律多在红外和光学中加以应用，但是在微波和毫米波遥感器上不能使用。

在图 6.7 中，我们将普朗克定律、瑞利 - 金斯定律和维恩定律进行了比较，可以看出，瑞利 - 金斯定律在低频时与普朗克定律相一致，但是当频率增加时逐渐发生偏离。然而维恩定律在高频段与普朗克定律相一致。可以看出两种方法在频率接近黑体曲线峰值时都没有办法对普朗克定律进行很好的估计，所以在这个频率段范围普朗克定律必须使用其严格的形式。瑞利 - 金斯定律的简化可以表现为它只依赖于频率的二次方。

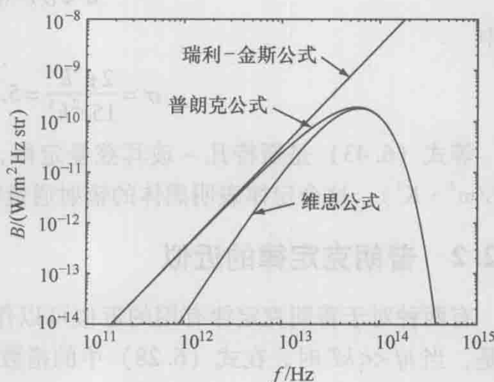


图 6.7 在温度 1000K 时，黑体的亮度曲线，在低于最大亮度的频率下，瑞利 - 金斯定律精确逼近普朗克定律，然而维恩定律在高频条件下逼近普朗克定律

6.2.3 普朗克定律的带限积分

斯蒂芬 - 玻耳兹曼定律给出了在所有频率下的总的辐射亮度，但是在实际中，辐射计的系统具有一定的频带限制，为了更好地估计感兴趣物体或者背景的辐射功率，知道接收机在有限带宽内发出的总的辐射功率就非常有必要。对式（6.28）在有限带宽内的精确积分需要对一个不完整多重对数函数计算。然而，一个更具实际意义的数值方法被威戈和伍德尔提出来，这种方

法根据单位波数的普朗克方程推导出来。以下是依据单位带宽的求解方法。

式（6.28）的单边积分为

$$B(f') = \int_{f'}^{\infty} \frac{2hf^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} df \tag{6.50}$$

令 $x = hf/kT$ 得

$$B(x') = \frac{2k^4T^4}{c^2h^3} \int_{x'}^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \tag{6.51}$$

现在使用

$$\frac{1}{e^x - 1} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-nx} \tag{6.52}$$

得

$$B(x') = \frac{2k^4T^4}{c^2h^3} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{x'}^{\infty} x^3 e^{-nx} dx \tag{6.53}$$

依次对其积分，得

$$B(f') = \frac{2k^4T^4}{c^2h^3} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-nx} \left(\frac{x^3}{n} + \frac{3x^2}{n^2} + \frac{6x}{n^3} + \frac{6}{n^4} \right) \tag{6.54}$$

这样，在有限带宽内的亮度就可以通过对两个单边积分做差得到

$$B(\Delta f) = B(f_1) - B(f_2) \tag{6.55}$$

对于 $hf >> kT$，式（6.54）在式（6.28）中小于10位有效数字的收敛条件为 $n \leqslant 3$，n 是式（6.54）中求和的项数。对于 $hf << kT$ 时，两式具有相同性质，需要 $n \geqslant 100$。

被用作安防目的的微波和毫米波辐射计经常被用来观测温度为290K的物体，像人类、建筑物墙壁、植物，还有一些典型的室内或者户外的物体。在这种情况下，有限带宽的亮度需要用与频率具有线性关系的瑞利－金斯定律进行近似，在有限带宽 Δf 内对式（6.47）积分可得

$$B = \frac{2kT}{c^2}\left(f^2 \Delta f + \frac{1}{12} \Delta f^3 \right) \tag{6.56}$$

对于窄带系统，$\Delta f << f$ 和式（6.56）可以得到

$$B = \frac{2f^2}{c^2} kT \Delta f \tag{6.57}$$

式（6.57）提供了一个简单的能够应用于微波和毫米波频率段内计算有限带宽亮度的近似计算公式。

6.3 应用辐射测量学

对于应用于安防遥感的微波和毫米波辐射计，几乎所有情况下，它的频率和被测源温度可以用瑞利－金斯定律对普朗克定律做出很好的估计。这种估计对普朗克定律做出了很好的简化，使亮度与温度成线性相关。将瑞利－金斯定律代入由辐射计天线场接收的谱功率的一般表达式中，可以得到

$$P_f = k\frac{A_e}{\lambda^2}\iint_{\Omega} T(\theta,\phi)A(\theta,\phi)\,\mathrm{d}\Omega \tag{6.58}$$

式中，$T(\theta,\phi)$是源温度的分布，在4.2.7节中说过，天线有效面积和方向图立体角关系通过下式建立：

$$A_e\Omega_A = \lambda^2 \tag{6.59}$$

因此式（6.58）可以被写成

$$P_f = \frac{k}{\Omega_A}\iint_{\Omega} T(\theta,\phi)A(\theta,\phi)\,\mathrm{d}\Omega \tag{6.60}$$

在式（6.58）中给出的谱功率代表着天线孔径接收到的功率，通过第4章的内容可知，天线终端接收到的总功率可以给定为

$$P_A = k\int T_A \mathrm{d}f \tag{6.61}$$

式中，T_A为天线温度，它是一个随频率变化的函数，因此在天线终端的谱功率为

$$P_f = kT_A \tag{6.62}$$

联立式（6.60）和式（6.62）可以得到

$$T_A = \frac{1}{\Omega_A}\iint_{\mathrm{source}} T(\theta,\varphi)A(\theta,\varphi)\,\mathrm{d}\Omega \tag{6.63}$$

因为通过式（6.47）可以得到谱亮度和温度成比例，在天线终端的亮度，叫作视在谱亮度，为

$$B_{Af} = \frac{1}{\Omega_A}\iint_{\Omega s} B_f(\theta,\varphi)A(\theta,\varphi)\,\mathrm{d}\Omega = \frac{S_{of}}{\Omega_A} \tag{6.64}$$

式中，S_{of}代表观测到的谱通量密度，因此视在谱亮度就是被天线方向图立体角归一化后观测的谱通量密度。

6.3.1 辐射源的分辨

辐射计天线接收到的谱功率与辐射源的张角范围和天线方向图的张角范围的比值相关。如果天线主瓣立体角 Ω_M 的角范围比辐射源的立体角 Ω_s 的角范围窄，正如图6.8a中显示的$\Omega_M<\Omega_s$，我们可以说辐射源在角度中可分辨的。当辐射源的角范围比天

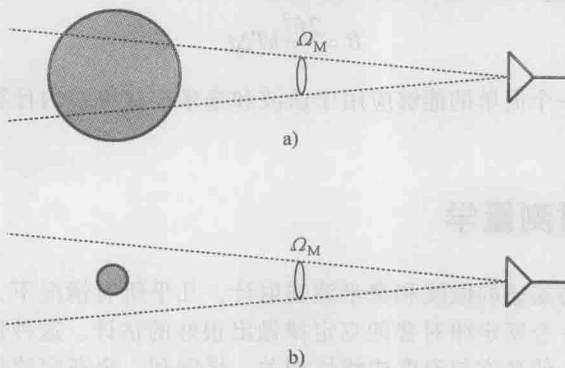


图6.8 a）可分辨射源 b）不可分辨辐射源

线主瓣的小，如图6.8b中显示的$\Omega_M > \Omega_s$，我们可以说辐射源在角度中不可分辨的。

6.3.1.1 可分辨的源

可分辨的辐射源在谱范围上的温度分布是一个常数。对于可分辨的辐射源而言，其谱功率由下面的公式给出：

$$P_f = \frac{k}{\Omega_A} T \iint_{\text{source}} A(\theta,\phi)\,\mathrm{d}\Omega \tag{6.65}$$

这可以被写作天线方向图立体角在辐射源上的积分，即

$$\Omega_p = \iint_{\text{source}} A(\theta,\phi)\,\mathrm{d}\Omega \tag{6.66}$$

注意到Ω_p不仅仅包括主瓣的贡献，还包括许多副瓣的贡献，这些副瓣也覆盖了朝向辐射源的立体角。谱功率可以由下面的公式给出：

$$P_f = k\frac{\Omega_p}{\Omega_A} T \tag{6.67}$$

如果温度在整个半球面上的分布是一个常数，辐射源立体角可以被半球积分限取代。天线方向图的积分决定了天线方向图立体角Ω_A，并有

$$P_f = kT \tag{6.68}$$

因此谱噪声功率可以简单地表示成一个噪声电阻的谱功率：辐射源的物理温度乘以玻耳兹曼常数。观察半球的温度分布是个常数，比如在封闭黑体中，被用于接收机定标。如果整个带宽内的温度分布是常数，那么总功率就是

$$P = kT\Delta f \tag{6.69}$$

这就等效于在温度T下电阻材料产生的噪声功率。

如果辐射源立体角与天线主瓣立体角一致，谱功率为

$$P_f = \frac{k}{\Omega_A} T \iint_{\text{source}} A(\theta,\ \phi)\,\mathrm{d}\Omega = k\frac{\Omega_M}{\Omega_A} T \tag{6.70}$$

其中

$$\Omega_M = \iint_{\substack{\text{main}\\ \text{beam}}} A(\theta,\phi)\,\mathrm{d}\Omega \tag{6.71}$$

是主波束立体角。

6.3.1.2 不可分辨的源

如果辐射源的角度范围并不比天线主波束的角度范围大，辐射源在角度内是不可分辨的。如果辐射源很小，在辐射源的角度范围内天线方向图几乎是常数，谱功率为

$$P_f = \frac{k}{\Omega_A} A(\theta_0,\phi_0) \iint_{\text{source}} T(\theta,\phi)\,\mathrm{d}\Omega = k\frac{\Omega_s}{\Omega_A} T_{avg} A(\theta_0,\phi_0) \tag{6.72}$$

式中，$(\theta_0,\ \phi_0)$是辐射源中心的角度坐标；$A(\theta_0,\ \phi_0)$是辐射源方向上的天线方向性；T_{avg}是辐射源的平均温度，可以通过对辐射源的角度范围内的温度进行积分来获取此平均温度。

如果辐射源位于天线的最大方向性位置处，则$A(\theta_0,\ \phi_0) = 1$并且

$$P_f = k\frac{\Omega_s}{\Omega_A}T_{avg} \tag{6.73}$$

通过式（6.62）就可以算出天线温度

$$T_A = \frac{\Omega_s}{\Omega_A}T_{avg} \tag{6.74}$$

6.3.2 接收功率的卷积形式

当天线探测一个有限大的温度分布场，并且天线并不直对辐射源中心时，比如当天线扫描一个温度分布场，接收功率可以表示成分布中心的角度 θ 以及天线指向 $\theta-\theta_0$ 的函数

$$P_f = k\frac{A_e}{\lambda^2}\int_0^{2\pi} T(\theta)A(\theta-\theta_0)\,d\theta \tag{6.75}$$

这里为了简化只考虑一维情况，接下来在正交空间维度下的分析具有一定相似性。式（6.75）中的积分是一个相关积分，因此，接收到的功率是温度分布和天线方向图的互相关，如果天线方向图是对称的，$A(\theta)=A(-\theta)$，接收功率就变为

$$P_f = k\frac{A_e}{\lambda^2}\int_0^{2\pi} T(\theta)A(\theta_0-\theta)\,d\theta \tag{6.76}$$

方程中积分也是一个卷积。这通常发生在天线方向图为对称的情况下，因此，接收来自一个具有某种分布的辐射源的功率可以表示为天线方向图和温度分布的卷积：

$$P_f = k\frac{A_e}{\lambda^2}T * A \tag{6.77}$$

因此，重构的温度分布通过与天线方向图的卷积在空间域进行了拓宽。

6.3.3 发射率和辐射温度

之前的公式都是在基于辐射源为黑体的思想基础上建立的，即辐射源为理想的辐射体。黑体的概念是一种强大的分析工具，然而在自然界中它是不存在的。虽然已有材料被制作当成黑体应用在定标中，但是一般来说这些材料只是黑体在一个很窄频段内的一种很好的近似。在这些频段内，这些材料可以吸收几乎 98% 的入射波。因此，自然界中所有的材料都是灰体，因为它们不能百分之百地吸收所有的入射波。

基尔霍夫认为一个理想的吸收体也是一个理想的辐射源。灰体作为一个不理想的辐射源，在相同的物理温度下，会辐射比黑体少的能量。根据式（6.47），瑞利－金斯近似下，黑体的谱亮度为

$$B_{f,bb}(\theta,\phi) = \frac{2k}{\lambda^2}T(\theta,\phi) \tag{6.78}$$

式中，下标 bb 表示黑体的辐射亮度。因此黑体的谱亮度为

$$B_f(\theta,\phi) = \frac{2k}{\lambda^2}T_R(\theta,\phi) \tag{6.79}$$

式中，T_R 是灰体的辐射温度或者亮温。

如果没有先前的准备知识，可以假设物体是黑体，辐射温度就是它的视在物理温度。由于部分辐射被吸收，因此它的视在温度不同于它的物理温度。因此，没有前期准备知识，它的物理温度无法精确地获取。

考虑式（6.79）和式（6.78）的比例

$$\frac{B_{f,bb}}{B_f}=\frac{T_{\mathrm{R}}}{T}=e_f(\theta,\phi) \tag{6.80}$$

式中，e_f 为灰体的发射率，它是频率和相对于物体的位置的函数。

如果物体是均匀的，发射率仅仅是频率的函数。根据式（6.80），给定频率的辐射温度可以表示为

$$T_{\mathrm{R}}=eT \tag{6.81}$$

发射率可以表示在相同的物理温度下辐射源相对于黑体的辐射强度。灰体的辐射最多也不会超过黑体，因此，$0\leqslant e\leqslant 1$。

发射率也可以用物体的反射率和透射率来定义。考虑一个处在热平衡下的物体，它被入射通量密度为 S_{inc} 的入射波照射。入射通量密度等于被反射和透射的通量密度，以及被物体吸收的通量密度之和。即

$$S_{\mathrm{inc}}=S_{\mathrm{r}}+S_{\mathrm{t}}+S_{\mathrm{a}} \tag{6.82}$$

式中，S_{r} 是被物体反射的通量密度；S_{t} 是透过物体的通量密度；S_{a} 是被物体吸收的通量密度。

式（6.82）的右边的各个元素都取决于物体的物理组成，并且每一项都可以表示成入射通量密度的一部分，即

$$S_{\mathrm{inc}}=\Gamma S_{\mathrm{inc}}+\gamma S_{\mathrm{inc}}+aS_{\mathrm{inc}}=(\Gamma+\gamma+a)\ S_{\mathrm{inc}} \tag{6.83}$$

因此

$$\Gamma+\gamma+a=1 \tag{6.84}$$

式中，Γ、γ 和 a 分别为物体的反射率、透射率和吸收率。

根据基尔霍夫辐射定律，热平衡条件下物体吸收的功率等于物体辐射出的功率，并因此

$$a=e \tag{6.85}$$

方程式（6.84）可以等效地写为

$$\Gamma+\gamma+e=1 \tag{6.86}$$

对于不透明物体，例如人体，由于物体的厚度，微波和毫米波段的透射率是可以忽略不计的，因此

$$e=1-\Gamma \tag{6.87}$$

6.3.3.1 人体皮肤和常见材料的发射率

发射率是频率的函数，以人体皮肤的发射率为例，在红外频段，人体皮肤的发射率的测量值为0.996[22]，这表明在红外频段，人体的发射率非常接近于黑体。这就是为什么在红外频段内，针对人体的红外遥感器已经被成功地研发和应用。相比较而言，在30GHz，人体的发射率的测量值为0.5～0.64[23]。因此，一种材料在一个频率点可以

很好地近似为黑体，在另一个频率却未必。如果假设皮肤的温度为 98.6°F = 310.15K，红外频段的人体皮肤的辐射温度为

$$T_R = 0.997 \times 310.15\text{K} \approx 309.22\text{K} \tag{6.88}$$

其接近于皮肤的物理温度，而在 30GHz，其辐射温度为

$$T_R = 0.64 \times 310.15\text{K} = 198.50\text{K} \tag{6.89}$$

由于发射率较低，因此其辐射很低，相比于红外波段，只有很少的热量被辐射。

图 6.9 给出了在 10Hz ~ 100GHz 频段内的基于 Gabriel[24-26] 模型计算的人体组织的反射率，透射率和发射率。应该注意的是在 30GHz 条件下所测量的发射率值为 0.5 ~ 0.64，这里所测到的辐射不仅仅有皮肤的贡献，还有皮肤下层组织的贡献，因此 30GHz 下的测量值可用于预测皮肤和脂肪的发射率。单个组织的透射率并不为 0，鉴于人体的厚度，在微波和毫米波频段内整体的透射率是可以忽略的。

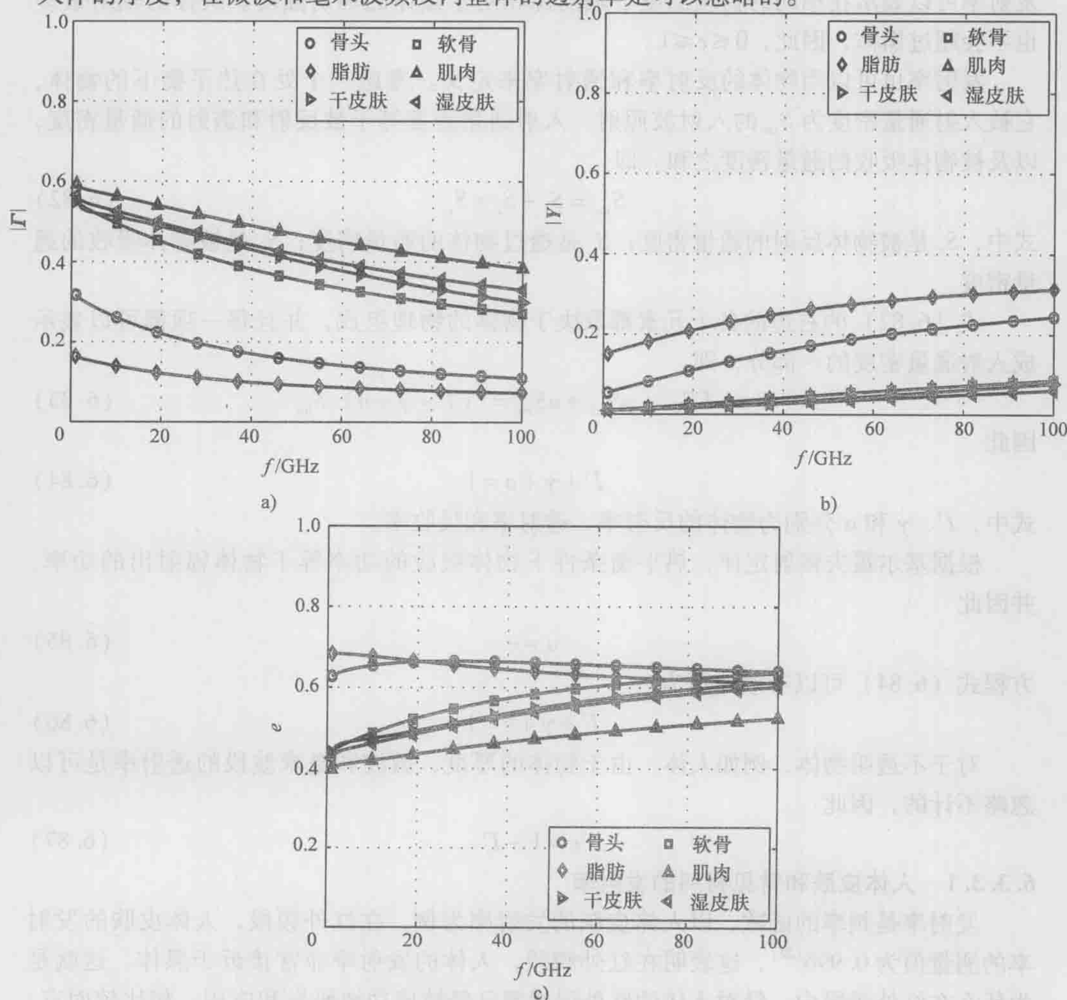


图 6.9 （图 a）人体组织反射率图、（图 b）人体组织透射率和（图 c）人体组织发射率

表6.1给出了很多不同类型材料在3种频率下的发射率[27]，正如第3章中讨论的那样，由于金属的高导电性，金属的反射率相当高，因此根据式（6.87），相应的发射率是很低的。某些材料发射率接近一致。这些材料包括地面材料，例如碎石、沥青、混凝土和包装泥土等。

表6.1 在不同频率下垂直入射波入射到常见材料的有效发射率（© 2003 IEEE[27]）

材料表面	44GHz	94GHz	140GHz
裸露金属	0. 01	0.04	0.06
带涂层金属	0.03	0.10	0.12
帆布覆盖的带涂层金属	0.18	0.24	0.30
伪装网覆盖的带涂层金属	0.22	0.39	0.46
干燥砾石路面	0.88	0.92	0.96
干燥沥青路面	0.89	0.91	0.95
干燥水泥路面	0.86	0.91	0.95
平滑水面	0.47	0.59	0.66
粗糙或者干硬泥土路面	1.00	1.00	1.00

电磁吸波材料通常应用于辐射计的定标（见6.5.3节），因为它的辐射特性非常接近于黑体。这种材料通常被称为微波吸收体，也常常被用在暗室来模拟自由空间。其通常由低介电常数材料（例如碳）的轻量级聚氨酯或者氨基甲酸酯构成的泡沫组成。这种材料的结构通常采用劈尖2维阵列排布，以减少后向散射。此外，平面吸收面板也常常被作为吸波材料被使用。电磁吸波材料被设计成具有高吸收率，20～95GHz频段内吸波劈尖的典型反射率测量值为 −50dB（1×10^{-5}），在毫米波和微波波段增长至 −30dB（0.001）。由于低频频段波长较长，劈尖的尺寸也需要变大，这就使得在低频段这种结构的吸波材料制作起来更加困难。在20～95GHz频段内平面吸波平板有更高的 −30dB（0.001）的反射率。吸波材料极低的反射率说明其发射率接近于1。

6.3.3.2 环境的辐射温度

不透明物体的发射率和反射率的关系可以被用于探测领域。正如图6.10描述的那样，用一个辐射计来观察一个被常温环境包围的物体。物体和周围环境都会辐射热量，物体充满了天线的主瓣，因此副瓣上直接来自于环境的辐射是可以忽略不计的。辐射计测量的辐射温度可以写成

$$T_{\mathrm{R}} = e_0 T_0 + \Gamma_0 T_{\mathrm{env}} \tag{6.90}$$

式中，T_0、e_0 和 Γ_0 分别为物体的物理温度、发射率和反射率；T_{env} 是环境的温度。根据式（6.87），这可以被写成

$$T_{\mathrm{R}} = e_0 T_0 + (1 - e_0) T_{\mathrm{env}} \tag{6.91}$$

辐射温度是直接来自物体的温度和周围环境通过物体反射产生的温度的函数。

如果物体的发射率接近于1，物体就近似于黑体

$$T_{\mathrm{R}} = T_0 \tag{6.92}$$

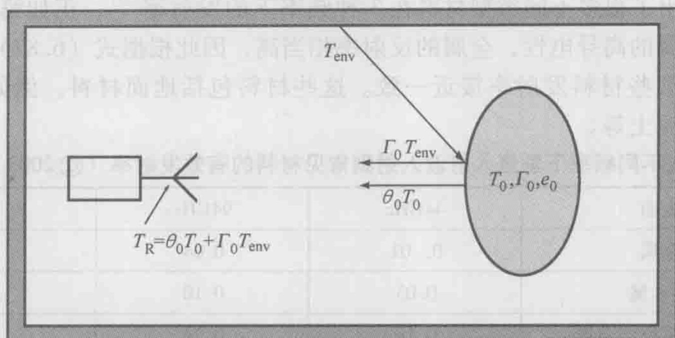


图 6.10　当灰体被非零温度环境包围时，测量的温度是由物体的温度和环境通过物体反射的温度组成

因此，环境产生的向物体上入射的能量完全被物体吸收。如果发射率接近 0，则

$$T_{\rm R} = T_{\rm env} \tag{6.93}$$

物体就是一个反射体：它把周围环境的能量反射出去，并不在辐射计的探测频率范围内产生自己本身的辐射。很多金属就是这种类型，它们在微波和毫米波频段的发射率为 0.01 ~ 0.06。如果物体的发射率并不接近于 0 或者 1，辐射温度就会高度依赖于物体和环境的发射率和温度。

考虑到一个在 290K 环境温度下的 310K 的人体，290K 是典型的室温温度。在 30GHz，辐射计探测到的辐射温度是

$$T_{\rm human} = 0.64 \times 310{\rm K} + 0.36 \times 290{\rm K} = 302.8{\rm K} \tag{6.94}$$

然而在没有恒定环境温度的情况下，人体的辐射温度为 $T_{\rm R} = 198.5{\rm K}$。式（6.94）中给出的温度就是在一个恒温度下封闭无窗的房间内人体的温度。在违禁品探测的应用中，人体和人体上的物体之间的温度差异被探测，物体的物理温度通常接近于人体物理温度。对于金属物体而言，发射率 $e = 0.01$，测量的辐射温度为

$$T_{\rm object} = 0.01 \times 310{\rm K} + 0.99 \times 290{\rm K} = 290.2{\rm K} \tag{6.95}$$

这个物体和人体之间的温度差异为 302.8K - 290.2K = 12.6K。虽然小，但是大部分辐射计的灵敏度都小于 1K，因此这种差异都很容易被识别，这种隐藏物体的发射率只有与人体的发射率差异非常小时才不会被辐射计所探测。

在户外环境下，大部分反射的能量为来源于空间和大气的辐射。微波和毫米波波段的天空辐射温度是很低的。在 30GHz，由于湿度的不同，天空辐射温度大概在 15 ~ 30K 之间变化[28]。当天空温度为 20K 时，测量的人体的辐射温度为

$$T_{\rm human} = 0.64 \times 310{\rm K} + 0.36 \times 20{\rm K} = 205.6{\rm K} \tag{6.96}$$

相比较而言，一个 $e = 0.01$ 的隐藏物体的辐射温度的测量值为

$$T_{\rm object} = 0.01 \times 310{\rm K} + 0.99 \times 20{\rm K} = 22.9{\rm K} \tag{6.97}$$

这产生了一个 205.6K - 22.9K = 182.7K 的温度差。在冷辐射温度环境下，这种温度差是很容易被探测出来的。

6.4 辐射计接收机

辐射计接收机的功能是为了测量一个我们感兴趣的物体或者场景的电磁热辐射，这种能力可被应用于物体识别，例如探测一个在随机干扰环境中的人体，也可以用来分辨温差，例如探测隐藏的物体。我们所感兴趣的物理温度在290K量级，也就是室温，安防探测仪器中所探测到温度远远超过290K的物体是没有意义的。金属表面的太阳反射可以有很高的辐射温度，但是这种反射会被认为是一种干扰。因此，我们所感兴趣的辐射源的亮度需要在10^{-18}W/(m^2·Hz^1·str)。因为金属有非常低的发射率，非常低的亮度值也是有意义的。对于有几百兆带宽的接收机而言，辐射计接收到的最终能量必须低于10^{-10}W或者−70dBm或者更低。因此，辐射计必须要有很高的增益，为了要探测感兴趣的热辐射，增益通常要高于100dB。而且，许多物体间的接收功率的差异很小，比如砖墙和人体之间的差异，因此辐射计在处理小功率差异方面需要有很好的灵敏度。

从本质上来讲，辐射计是高灵敏度接收机，并且它们的体系结构和在通信或雷达方面特定型号的电子接收机有许多相似之处。小功率信号和感兴趣区域的信号本身的统计随机性也被接收机所接收，对于低功率信号，其必须提供精确且可重复的测量标准。辐射计接收机使用了一个超外差结构，然而，在许多情况下直放式辐射计也是可行的。因为毫米波放大器高损耗和低效率影响到射频放大器，所以最好使用超外差接收机来接收，以便于在低频下可以达到要求的增益水平。一个高增益低噪声放大器可以在毫米波频率下使用，它的增益可以达到30dB甚至更高，并且在中频频段，一系列的放大器可以使余下的增益达到70dB。这个信号可以在基带再次放大。

根据瑞利−金斯近似可知，辐射计所检测到的功率与源的辐射测量温度成正比，通常辐射计被设计成能提供和输入功率呈线性关系的输出电压，该输出电压正比于辐射计的输入电压，因此也正比于源的辐射温度。这个可以通过使用平方检波器实现，例如单一接收机的检波二极管，或者多个接收机的交叉相乘输出。

辐射计用来检测有一定带宽且具有类似噪声统计特性的热辐射。被测量的温度是随机起伏的热噪声方均根值，因此能够提供一个辐射测量温度的估计值。被测量的温度估值可以通过低通滤波进行改善；一个理想的具有矩形带宽的低通滤波器可以当作积分器使用，其积分时间为

$$\tau = \frac{1}{2\Delta f_{\mathrm{LPF}}} \tag{6.98}$$

可见在该积分时间内随机起伏与滤波带宽成反比例关系。

6.4.1 灵敏度

辐射计接收机测量辐射温度的精确度被称为辐射测量灵敏度，或者辐射测量分辨率，也可简单地称为灵敏度。它是接收机可以分辨到的最小温度差。辐射计的灵敏度

可以被定性地定义为当设备硬件本身所产生的噪声温度存在时，接收机硬件设备能够检测到最小温差。所测量的辐射温度可以证明是噪声功率，如图 6.11 所示，其灵敏度相当于噪声源中可检测的最小变化。系统噪声温度为 T_{sys} 包含了我们所感兴趣信号的天线温度 T_A 以及接收机的噪声温度 T_{rec}。

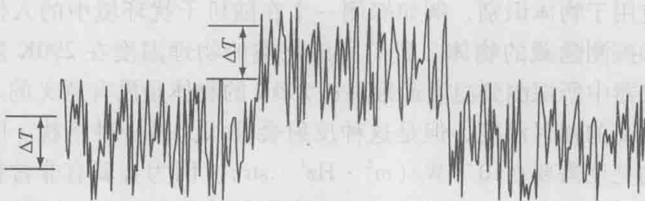


图 6.11 以系统噪声方均根起伏定义灵敏度

由于接收机所检测接收的信号功率很小，同时需要检测的信号功率差异也比较小，T_{sys} 的幅度常常比 T_A 大几个数量级。在接下来的部分里，我们将推导不同辐射计配置的辐射灵敏度，通常其表达式为

$$\Delta T = C\frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta f_{RF}\tau}} \tag{6.99}$$

式中，ΔT 为灵敏度；Δf_{RF} 是接收机带宽；τ 是低通滤波器的积分时间；C 是跟接收机配置有关的常数

式（6.99）中给出了 T_{sys} 的均方噪声起伏，其值反比于接收机独立采样次数（由积分器 $\sqrt{\Delta f_{RF}\tau}$）。因为天线温度通常远低于接收机噪声温度，所以

$$T_{sys} = T_{rec} + T_A \approx T_{rec} \tag{6.100}$$

天线温度 T_A 代表感兴趣的有用信号，灵敏度为噪声的标准偏差。因此，辐射计的信噪比可以被定义为

$$SNR = \frac{T_A}{\Delta T} = \frac{T_A}{CT_{rec}}\sqrt{\Delta f_{RF}\tau} \tag{6.101}$$

或者通过式（6.98）写为

$$SNR = \frac{T_A}{CT_{rec}}\sqrt{\frac{\Delta f_{RF}}{2\Delta f_{LPF}}} \tag{6.102}$$

在式（6.99）和式（6.102）中，常数 C 是由接收机配置决定的，但是其变化不会太大，数量级在 10 以内。

在图 6.12 中画出了在 $C=1$ 且 $T_{rec}=10T_A$ 情况下，信噪比随不同 Δf_{RF} 和 τ 变化的曲线。从这个图以及式（6.101）可以明显看出，更宽的系统带宽以及更长的积分时间将对探测到低功率信号起到更好的效果。其结果是比较直观的，因为通过式（6.69）可以看出信号功率和系统带宽成正比。此外，均方噪声起伏随系统带宽以及积分时间的乘积的二次方根衰减。因此，增加系统的带宽有助于增加信号功率以及衰减平均噪声功率。

毫米波辐射计的典型系统噪声温度值域范围从几百开尔文到一千开尔文。更高的噪声温度需要更宽的系统带宽或者更长的积分时间来提高系统灵敏度，并且对于毫米波辐射计而言，几千兆赫兹带宽在K波段甚至更高频段上相对容易实现。如果使用模拟硬件设备，带宽的限制条件在于相关器一定需要能够支持检波前带宽的乘法器。如果相关器是数字的，那么ADC一定要能够对检波前带宽进行采样；以当前的技术，模拟相关器能够给系统提供几百兆赫兹甚至更高的检波前带宽。

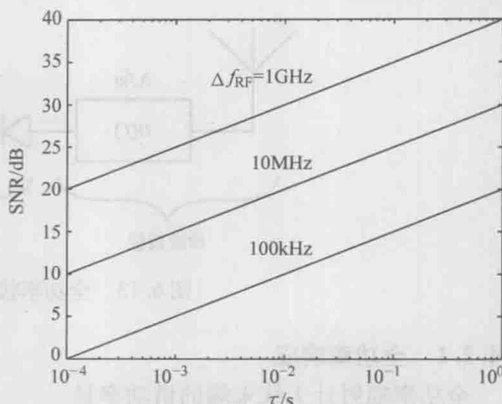


图6.12 信噪比为积分时间和系统带宽的函数（其中 $T_{rec}=10T_A$，$C=1$）

检测侵入物体或者非金属隐藏对象需要的温差量级在几个开尔文到少于一个开尔文之间。为了快速地产生图像，扫描辐射计成像系统需要较短的停留时间，因此这限制了系统积分时间，就像6.6节所讨论的那样。实际情况限制了带宽，并且因此对于辐射计来说，被设计成低温系统很重要。如同式（6.99）表示的，灵敏度直接与系统温度成正比，因此降低温度 T_{sys} 可以直接降低灵敏度。就像在第5章中讨论的，系统温度很大程度上由接收机接收链路的第一部分所决定，为了得到较低的系统噪声辐射计，第一部分应该是低噪声放大器，该放大器最好直接和天线相连，这样才可能获得最大增益以及最低噪声指标。

辐射计接收机类型基本可以分为两类，主要根据系统是用一个天线还是两个天线来加以区分。双天线辐射计构架原则上可以被扩展为更多天线；然而，在实际中它们通常只安装两个。成像系统包含多个接收机（将在第8章中讨论）。最普通的单天线辐射计包括全功率辐射计和狄克式辐射计；运用最广泛的双天线辐射计是相关式干涉仪。在接下来的章节中，我们将讨论各种情况。

6.4.2 全功率辐射计

全功率辐射计之所以这样命名是因为它能够测量天线和接收机硬件设备的总噪声功率，而不用区分两者的本质。也就是说，为了知道系统噪声功率，必须对系统进行矫正，以便从测量数据中剔除系统噪声来得到理想天线温度。常规全功率接收机的框图如图6.13所示，其包含天线、$H(f)$ 频率响应接收机、平方律检波器，以及积分或者低通滤波器。接收机可以包括或不包括降频转换，但是它的频率响应提供了理想增益 G 和带宽 Δf_{RF}。位于检波器前的接收机电路被称为射频前端，并且 Δf_{RF} 是射频前端带宽。检波器后的低通滤波器的带宽是后检波带宽。因为噪声功率和系统温度 T_{sys} 呈线性比例，并且平方律检波器的输出电压和其输入功率成比例，平方律检波器的输出电压和系统温度成线性比例。

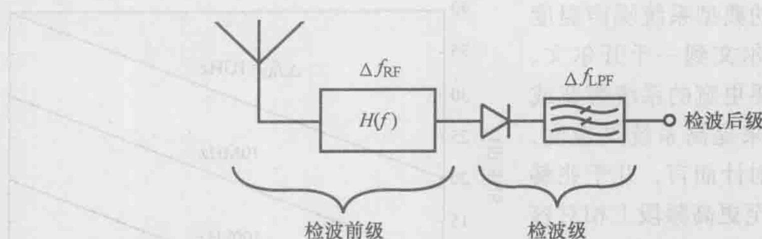


图 6.13 全功率接收机结构框图

6.4.2.1 全功率响应

全功率辐射计天线末端的谱功率是

$$P_{Af} = kT_A \tag{6.103}$$

通过式（6.63）可知，天线温度 T_A 和源温度成正比。预检波电路引入了噪声功率 T_{rec}，并且具有增益 G 和带宽 Δf_{RF}。对于矩形通带，附带入检波二极管的功率是

$$P_D = GkT_{sys}\Delta f_{RF} = Gk\ (T_{rec} + T_A)\ \Delta f_{RF} \tag{6.104}$$

检波器具有功率灵敏度 K(V/W)，因此在检波器输出端的平均电压是

$$V_d = KGkT_{sys}\Delta f_{RF} \tag{6.105}$$

积分器降低了 V_d 的方均根波动，它的平均输出电压是

$$V_{out} = g_{LPF}V_d = g_{LPF}KGkT_{sys}\Delta f_{RF} = g_{LPF}KGk(T_{rec} + T_A)\Delta f_{RF} \tag{6.106}$$

在这里 g_{LPF} 是滤波器的转换增益（通常为负）。

输出电压包括分别由信号和系统噪声导致的分量 V_s、V_n，如下

$$V_s = G_{sys}kT_A\Delta f_{RF} \tag{6.107}$$

$$V_n = G_{sys}kT_{rec}\Delta f_{RF} \tag{6.108}$$

其中 $G_{sys} = g_{LPF}KG$ 是系统总增益。理论上来讲噪声电压是个常数，如式（6.108）所示，因此可对其进行校正，从而

$$V_{out} = G_{sys}kT_A\Delta f_{RF} \tag{6.109}$$

实际中，就如同之后的讨论，由于温度和增益的不稳定性，系统噪声功率随机变化，因此不能被常数电压精确补偿。因而校准后的输出信号电压随着接收机的不稳定性变化，而这降低了测量的精确性。

通过式（6.63），根据温度分布和天线方向图可以计算得到天线温度，结合式(6.59)，全功率辐射计的电压响应是

$$V_{out} = G_{sys}k\Delta f_{RF}\frac{A_e}{\lambda^2}\iint_{source} T(\theta,\phi)A(\theta,\phi)\,d\Omega \tag{6.110}$$

对于位于 $\theta = \theta_0$，$\phi = \phi_0$ 的点源，输出电压为

$$V_{out} = G_{sys}\frac{A_e}{\lambda^2}A(\theta_0,\ \phi_0)\ kT\Delta f_{RF} \tag{6.111}$$

将 A_e/λ^2 和天线增益包含在系统增益中得到

$$V_{out} = G'_{sys}kT\Delta f_{RF} \tag{6.112}$$

因此总功率电压响应直接和源温度成正比。

图 6.14 作为一个总功率响应的例子给出了 27.4GHz 下全功率辐射计扫描一个静止的人体的实验数据。遥感器的带宽是 500MHz，波束宽度是 3.5°。图 6.14a 示出了来自一个近距离站立的人体的响应，图 6.14b 示出了来自一个处于户外干扰环境下的人体的响应。对于其他的物体，包括木板条箱、植被，响应同样明显。

6.4.2.2　灵敏度

如果预检波接收机的频率响应为 $H(f)$，那么平方律检波器的输入功率是

$$P = kT_{\mathrm{sys}}\int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 \mathrm{d}f \tag{6.113}$$

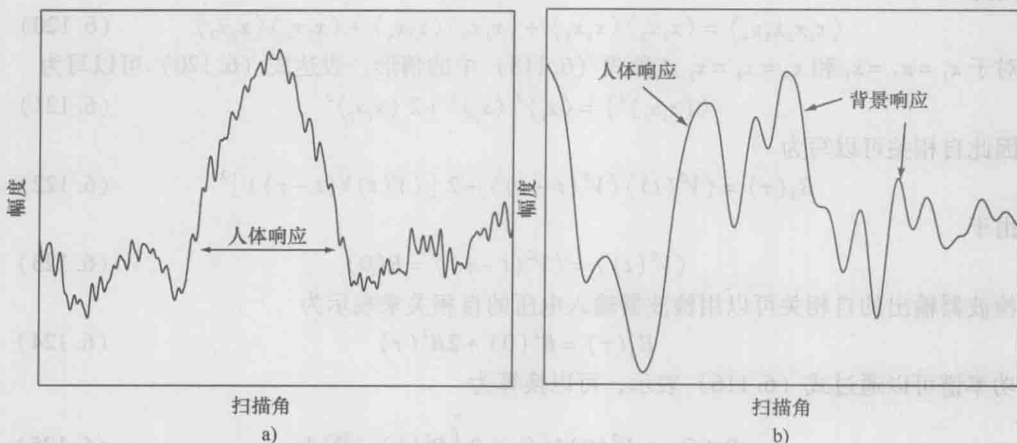


图 6.14　a）当天线波束扫描经过近距离的人体时，27.4GHz 全功率辐射计的输出信号
b）对在户外干扰环境下站立的人体进行扫描的全功率辐射计的输出信号
注：来自人体的响应十分突出；然而，其他背景物体同样产生了强烈响应。

在这里，为了简化，增益被假定为 1，因此检波器的输入电压是

$$V(t) = \sqrt{kT_{\mathrm{sys}}}h(t) \tag{6.114}$$

在这里，$h(t)$是预检波电路的脉冲响应。为了简便计算且不损失一般性，功率被假定为形成在 1Ω 电阻上。低通滤波器的输出是

$$V_{\mathrm{d}}(t) = \langle V^2(t) \rangle \tag{6.115}$$

在这里〈·〉表示滤波器的时间平均。为了决定由式（6.102）表示的 SNR 的敏感度，必须知道信号和噪声分量的相对功率水平，这可以通过分析它们的功率谱来实现。因为噪声信号的随机波动是平稳随机过程，它们的傅里叶变换不存在。为了计算功率谱，可采用维纳－辛钦定理[29]，其表明平稳随机过程的自相关函数 $R(\tau)$通过傅里叶变换和功率谱 $P(f)$相关：

$$P(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f\tau}\mathrm{d}\tau \tag{6.116}$$

反之

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} P(f)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f\tau}\mathrm{d}f \tag{6.117}$$

检波器输出式（6.115）的自相关是

$$R(\tau) = \langle V_{\mathrm{d}}(t)V_{\mathrm{d}}(t-\tau)\rangle = \langle V^2(t)V^2(t-\tau)\rangle \tag{6.118}$$

采用本章参考文献［30］的方法，可以对该表达式进行拓展

$$\langle z_1 z_2 \cdots z_{2n+1}\rangle = 0$$

$$\langle z_1 z_2 \cdots z_{2n}\rangle = \sum_{\text{All pairs}} \langle z_i z_j\rangle\langle z_k z_l\rangle \tag{6.119}$$

因此

$$\langle x_1 x_2 x_3 x_4\rangle = \langle x_1 x_2\rangle\langle x_3 x_4\rangle + \langle x_1 x_3\rangle\langle x_2 x_4\rangle + \langle x_1 x_4\rangle\langle x_2 x_3\rangle \tag{6.120}$$

对于 $x_1 = x_2 = x_i$ 和 $x_3 = x_4 = x_j$ 这种式（6.118）中的情形，表达式（6.120）可以写为

$$\langle (x_i x_j)^2\rangle = \langle x_i\rangle^2\langle x_j\rangle^2 + 2\langle x_i x_j\rangle^2 \tag{6.121}$$

因此自相关可以写为

$$R_{\mathrm{d}}(\tau) = \langle V^2(t)\rangle\langle V^2(t-\tau)\rangle + 2[\langle V(t)V(t-\tau)\rangle]^2 \tag{6.122}$$

由于

$$\langle V^2(t)\rangle = \langle V^2(t-\tau)\rangle = R(0) \tag{6.123}$$

检波器输出的自相关可以用检波器输入电压的自相关来表示为

$$R_{\mathrm{d}}(\tau) = R^2(0) + 2R^2(\tau) \tag{6.124}$$

功率谱可以通过式（6.116）表示，可以换算为

$$P_{\mathrm{d}}(f) = R^2(0)\delta(f) + 2\int_{-\infty}^{\infty} R^2(\tau)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f\tau}\mathrm{d}\tau \tag{6.125}$$

值得注意的是因为在等式(6.125)右边第一项中 $\tau = 0$，结果等于常数，因此它的傅里叶变换只是一个乘以零频率下 $\delta(f)$ 函数的值。

采用式（6.117）取代式（6.125）右边第二项中的一个自相关函数得到

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{d}}(f) &= R^2(0)\delta(f) + 2\int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)R(\tau)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f\tau}\mathrm{d}\tau \\ &= R^2(0)\delta(f) + 2\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} P(f')R(\tau)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi(f-f')\tau}\mathrm{d}\tau\mathrm{d}f' \end{aligned} \tag{6.126}$$

此处的 $P(f)$ 是检波器输入信号的功率谱，其表达式为式（6.113），再利用式（6.116）可得

$$P_{\mathrm{d}}(f) = R^2(0)\delta(f) + 2\int_{\infty}^{\infty} P(f)P(f'-f)\mathrm{d}f \tag{6.127}$$

为了使得两项之间的频率变量一致，在第二项中进行了替换 $f \to f'$，$f' \to f$ 结果是一致的。第一项中的自相关可以用 $\tau = 0$ 时的式（6.116）代替，可得

$$P_{\mathrm{d}}(f) = \left[\int_{-\infty}^{\infty} P(f)\mathrm{d}f\right]^2\delta(f) + 2\int_{\infty}^{\infty} P(f)P(f'-f)\mathrm{d}f \tag{6.128}$$

式（6.128）是用输入信号的功率谱表示的检波器输出的功率谱。输入输出功率谱如图6.15所示。把式（6.113）代入到式（6.128），功率谱可表示如下：

$$P_{\rm d}(f) = k^2T_{\rm sys}^2\left[\int_{-\infty}^{\infty}|H(f)|^2{\rm d}f\right]^2\delta(f) + 2k^2T_{\rm sys}^2\int_{-\infty}^{\infty}|H(f)|^2\ |H(f'-f)|^2{\rm d}f \quad (6.129)$$

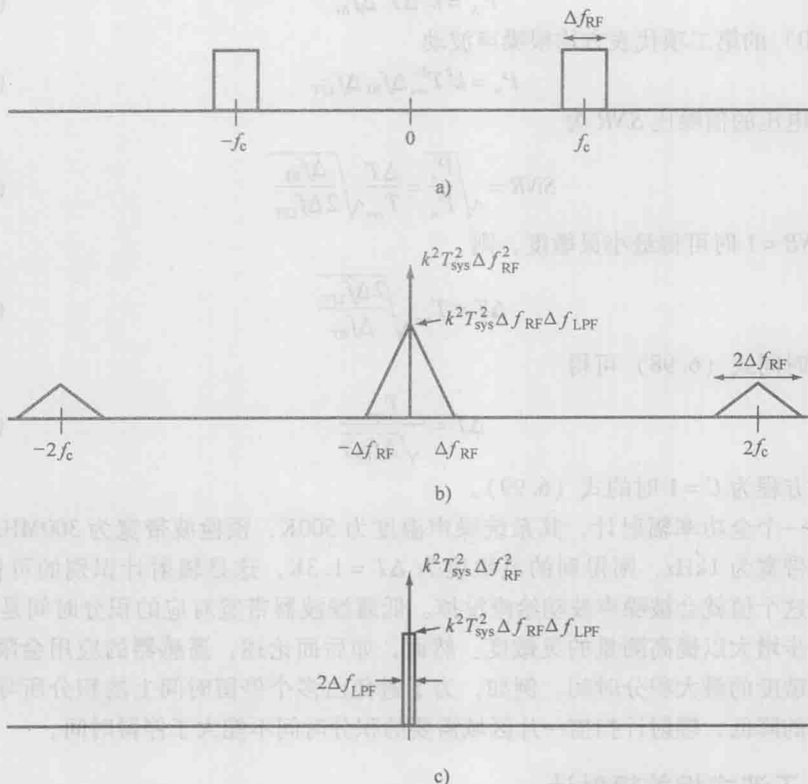


图6.15 （图a）输入信号的功率谱、（图b）检波器输出的功率谱（图c）积分器输出的功率谱

第一项代表直流输出功率，第二项为输入功率谱的自卷积，代表输出噪声波动，它位于直流分量以及输入辐射频率的两倍处，带宽为信号带宽的两倍，幅度线性减小。采用低通滤波器减小输出噪声波动；式（6.129）的第一项是不受影响的直流项，而第二项会被积分器积分。为了明显减少输出波动，低通滤波器的后检波带宽应该远远小于预检波带宽。实际上，后检波带宽 $\Delta f_{\rm LPF}$ 通常要比 $\Delta f_{\rm RF}$ 少一个数量级。在这种情况下，输出噪声谱明显变窄到围绕直流（DC）的小带宽中，噪声的波动几乎不随频率变化，因此在式（6.129）中 $f'=0$。假设矩形通带的增益为1，则功率可如下表示：

$$P_{\rm d} = k^2T_{\rm sys}^2\Delta f_{\rm RF}^2 + 2k^2T_{\rm sys}^2\Delta f_{\rm RF}\Delta f_{\rm LPF} \quad (6.130)$$

式（6.130）的第一项是系统噪声 $T_{\rm sys} = T_{\rm rec} + T_{\rm A}$ 的功率，它由接收机噪声和天线噪声组成，代表信号的平均值。第二项是输出波动噪声功率，它代表着噪声波动的方

均根值。从而单独的接收机噪声功率的平均功率为

$$P_{rec} = k^2 T_{rec}^2 \Delta f_{RF}^2 \tag{6.131}$$

天线噪声温度是最小的可探测的温度差别，因此，$T_A = \Delta T$，由于温度的变化，信号功率如下：

$$P_A = k^2 \Delta T^2 \Delta f_{RF}^2 \tag{6.132}$$

式（6.130）的第二项代表方均根噪声波动

$$P_n = k^2 T_{sys}^2 \Delta f_{RF} \Delta f_{LPF} \tag{6.133}$$

因此可得电压的信噪比 SNR 为

$$SNR = \sqrt{\frac{P_s}{P_n}} = \frac{\Delta T}{T_{sys}} \sqrt{\frac{\Delta f_{RF}}{2\Delta f_{LPF}}} \tag{6.134}$$

当 $SNR = 1$ 时可得最小灵敏度，则

$$\Delta T = T_{sys} \sqrt{\frac{2\Delta f_{LPF}}{\Delta f_{RF}}} \tag{6.135}$$

代入积分时间式（6.98）可得

$$\Delta T = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta f_{RF} \tau}} \tag{6.136}$$

注意这个方程为 $C = 1$ 时的式（6.99）。

考虑一个全功率辐射计，其系统噪声温度为500K，预检波带宽为300MHz，低通滤波器的带宽为1kHz，则得到的灵敏度为 $\Delta T = 1.3\text{K}$，这是辐射计识别的可信温差；温差小于这个值就会被噪声波动给淹没掉。低通滤波器带宽对应的积分时间是0.5ms，其可进一步增大以提高测量的灵敏度。然而，如后面论述，遥感器的应用会限制用于所定义灵敏度的最大积分时间。例如，为了避免由多个停留时间上的积分所导致的空间分辨率的降低，辐射计扫描一片区域需要的积分时间不能大于停留时间。

6.4.3 干涉式相关辐射计

基本的干涉式相关辐射计通常被简称为相关辐射计[⊖]，如图6.16所示，包括馈入两个接收机的两对天线，其输出电压经由相乘和积分进行相关。在全功率辐射计系统里一般用低通滤波器作为积分器。使用两个以上天线单元的系统，例如干涉成像仪，把所有天线对的输出信号互相关，并产生多个信号响应，每个信号响应代表两对天线的干涉。天线之间的距离，一般称为基线，其通常是被检测辐射电磁波波长的数倍。增加天线间的距离可以增加角分辨率，对于两个接收单元的干涉仪，其相当于直径等于干涉仪基线的单个天线系统的角分辨率。

如果相关辐射计的天线对位于正前方的同一个源进行探测，两个接收机的输出电压如下

⊖ 相关辐射计这个术语可以指双单元干涉相关辐射计，或将天线输出分为两路送给两个接收机并随后对其输出进行相关的单元辐射计。然而，该术语通常是指双单元干涉相关辐射计。—原书注

$$V_1 = s + n_1 \tag{6.137}$$

$$V_2 = s + n_2 \tag{6.138}$$

式中，s 代表天线温度产生的电压（其与探测源的温度成正比）；n_i 代表接收机噪声产生的电压，$i=1$，2。

经过相乘和积分，输出电压为

$$V_{\text{out}} = \langle V_1 V_2 \rangle = \langle s^2 \rangle + \langle sn_2 \rangle + \langle sn_2 \rangle + \langle n_1 n_2 \rangle \tag{6.139}$$

由于信号电压和噪声电压分量不相关，而且噪声分量彼此间也不相关，随着积分时间的增加式（6.139）的后三项趋于0。则输出电压是

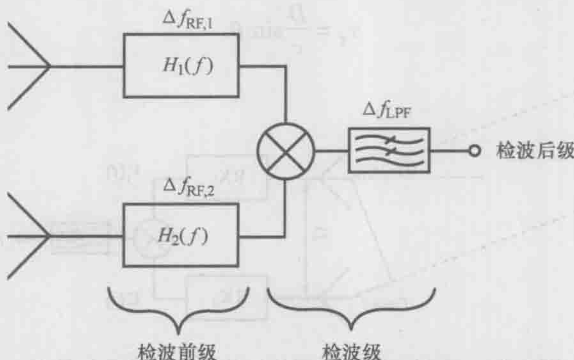


图 6.16 相关辐射计原理图

$$V_{\text{out}} = \langle s^2 \rangle \tag{6.140}$$

由于 s 是一个电压信号，它和天线温度的二次方根成正比，其表达式为

$$V_i = g_i \sqrt{k(T_{\text{rec}} + T_{\text{A}}) \int_{-\infty}^{\infty} H_i(f) H_i^*(f)\,\mathrm{d}f} \tag{6.141}$$

式中，g_i 是接收机的电压增益；$H_i(f)$ 是接收机的频率响应，通过无限积分时间，输出的电压信号和信号功率成比例：

$$V_{\text{out}} = GkT_{\text{A}}\Delta f_{\text{RF}} \tag{6.142}$$

因此，输出电压和辐射源温度成比例关系，就像利用平方律检波器的全功率辐射计（6.105），但是没有接收机噪声功率产生的直流分量。因此，相关辐射计不需要电压偏移校准来产生仅与天线温度成比例的响应。

相关过程有一个重要的优点就是，经过充分的积分时间，接收机之间不相关的任何信号和噪声分量都将消除，因为它们的时间平均值将趋于0。后面会讲到这样的结果就是提高了灵敏度。第二个影响就是对接收机硬件中的增益变化具有鲁棒性：一个接收机中任何时变不稳定的因素都与另一个接收机中产生的相应因素在统计学上独立，从而会在相关处理中被去除掉。

6.4.3.1 空间点源的响应

与仅由天线方向图定义空间响应的单个天线辐射计相比，相关辐射计的响应不仅

取决于天线方向图，还取决于天线基线以及接收机的带宽。如果一个单频辐射点源位于偏移天线正前方角度 θ 方向的位置，如图 6.17 所示，乘法器输入端的归一化电压信号为

$$V_1(t) = a_1\cos(2\pi ft) + n_1(t) \tag{6.143}$$

$$V_2(t) = a_2\cos[2\pi f(t-\tau_g)] + n_2(t) \tag{6.144}$$

式中，a_i 是信号的幅度；τ_g 是几何尺寸产生的时间延迟，是两个天线接收平面波前的时间差，其表达式为

式中，D 是天线基线距离；c 是光速。

$$\tau_g = \frac{D}{c}\sin\theta \tag{6.145}$$

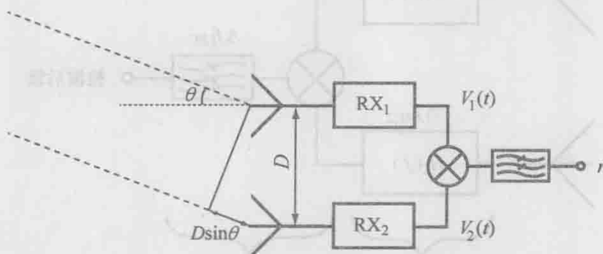


图 6.17　观测远距离点源的相关辐射计的几何关系

由于信号和噪声分量是统计不相关的，因此，低通滤波器输出端处相关辐射计的标准响应为

$$r(\tau_g) = \langle V_1(t)V_2(t)\rangle = a^2\langle\cos(2\pi ft)[2\pi f(t-\tau_g)]\rangle \tag{6.146}$$

此处为了方便假设幅度是相等的。根据公式 $\cos A\cos B = \frac{1}{2}\cos(A-B) + \frac{1}{2}\cos(A+B)$，则上式变为

$$r(\tau_g) = \langle\frac{1}{2}a^2\cos[2\pi f(2t-\tau_g)]\rangle + \langle\frac{1}{2}a_1a^2\cos(2\pi f\tau_g)\rangle \tag{6.147}$$

第一项是频率为辐射频率两倍的时变正弦函数，第二项是直流分量，假设 τ_g 为时不变量[㊀]。低通滤波器的带宽小于辐射频率；因此，第一项会被滤除掉，而第二项不受影响。从而响应为

$$r(\theta) = \frac{1}{2}a^2\cos\left(2\pi f\frac{D}{c}\sin\theta\right) \tag{6.148}$$

此处已代入式（6.145）。式（6.148）称为条纹函数，它描述的是随着 θ 的变化在输出电压上引入的振荡。条纹函数的幅度称为条纹方向图，它是由干涉产生的空间方向图，类似于天线方向图。图 6.18 示出了对于 $D\lambda = Df/c$ 的不同值的条纹方向图。由于 $\sin\theta$ 正弦变化，随着 θ 角变化偏离正前方，振荡频率将会降低。

㊀ 如果几何时间延迟与时间有关，则响应不再位于直流处；第 9 章将专门讲述这个问题。—原书注

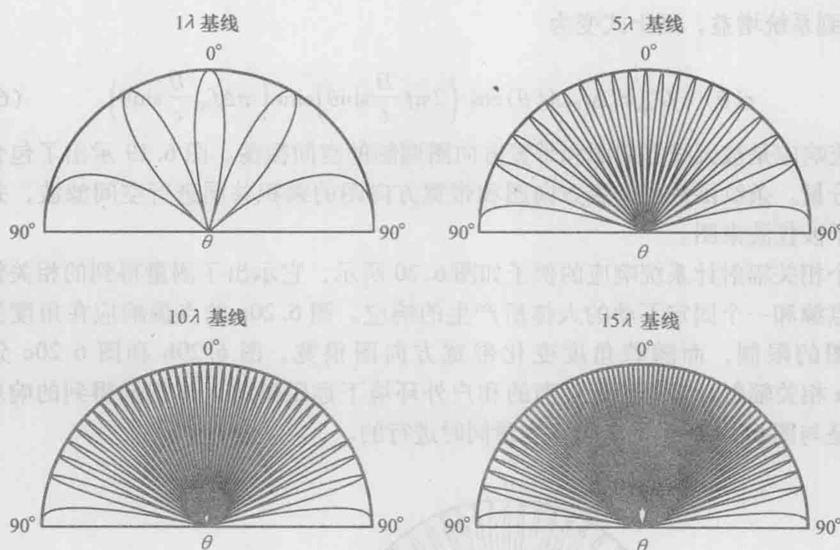


图 6.18 不同基线下相关辐射计的条纹方向图（© 2010 IEEE[13]）

条纹函数式（6.148）是相关辐射计对微分带宽 df 的响应。如果源是一个宽频带的热辐射源，则在接收机的整个带宽内对响应进行积分。如果辐射功率在一个以 f_c 为中心的矩形通带 Δf 为常数，那么响应为

$$r(\tau_g) = \frac{1}{2}a^2\int_{f_c-\frac{\Delta f_{RF}}{2}}^{f_c+\frac{\Delta f_{RF}}{2}}\cos(2\pi f\tau_g)\,\mathrm{d}f = \frac{a^2}{4\pi\tau_g}\cos(2\pi f\tau_g)\sin(\pi\Delta f_{RF}\tau_g) \quad (6.149)$$

其中利用了关系式 $\sin(A-B)-\sin(A+B)=2\cos(A)\sin(B)$。代入 τ_g 的定义以及 $\mathrm{sinc}(x)=\sin(x)/x$，

$$r(\theta) = \frac{1}{4}a^2\Delta f_{RF}\cos\left(2\pi f\frac{D}{c}\sin\theta\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\Delta f_{RF}\frac{D}{c}\sin\theta\right) \quad (6.150)$$

式（6.150）里面的 sinc 函数称为带宽方向图或者条纹洗涤函数，它在空间频率下调制条纹函数，并与带宽和天线基线成反比，并且随着偏离正前方角度增大其幅度会降低。

除了带宽方向图，响应还通过两个天线的方向图进行空间滤波。每个接收机的信号电压和功率的二次方根成比例，因此，如果两个接收机的电压幅度相等，那么幅度的二次方就等于天线的功率式（6.62）乘以接收机的增益。如果每个接收机的天线和增益相同，则相关辐射计的响应可表示为

$$r(\theta) = \frac{1}{4}G_{sys}kT_A\Delta f_{RF}\cos\left(2\pi f\frac{D}{c}\sin\theta\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\Delta f_{RF}\frac{D}{c}\sin\theta\right) \quad (6.151)$$

天线温度可通过式（6.63）和式（6.59）与源的分布以及天线方向图相关，可得

$$r(\theta) = G_{sys}kT\Delta f_{RF}\frac{A_e}{4\lambda^2}A(\theta)\cos\left(2\pi f\frac{D}{c}\sin\theta\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\Delta f_{RF}\frac{D}{c}\sin\theta\right) \quad (6.152)$$

把$\frac{A_e}{4\lambda^2}$归到系统增益，则上式变为

$$r(\theta)=G'_{sys}kT\Delta f_{RF}A(\theta)\cos\left(2\pi f\frac{D}{c}\sin\theta\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\Delta f_{RF}\frac{D}{c}\sin\theta\right) \tag{6.153}$$

从而系统响应是被天线方向图和带宽方向图调制的空间振荡。图 6.19 示出了包含宽带响应的分量。条纹函数由天线方向图和带宽方向图的乘积共同进行空间滤波，并形成最终的干涉仪波束图。

一个相关辐射计系统响应的例子如图 6.20 所示，它示出了测量得到的相关辐射计对一个点源和一个固定不动的人体所产生的响应。图 6.20a 的点源响应在角度受到天线方向图的限制，而随着角度变化带宽方向图很宽。图 6.20b 和图 6.20c 分别是 27.4GHz 相关辐射计对处于近距离的和户外环境下远距离的人体扫描得到的响应。这些测量是与图 6.14 所示的全功率测量同时进行的。

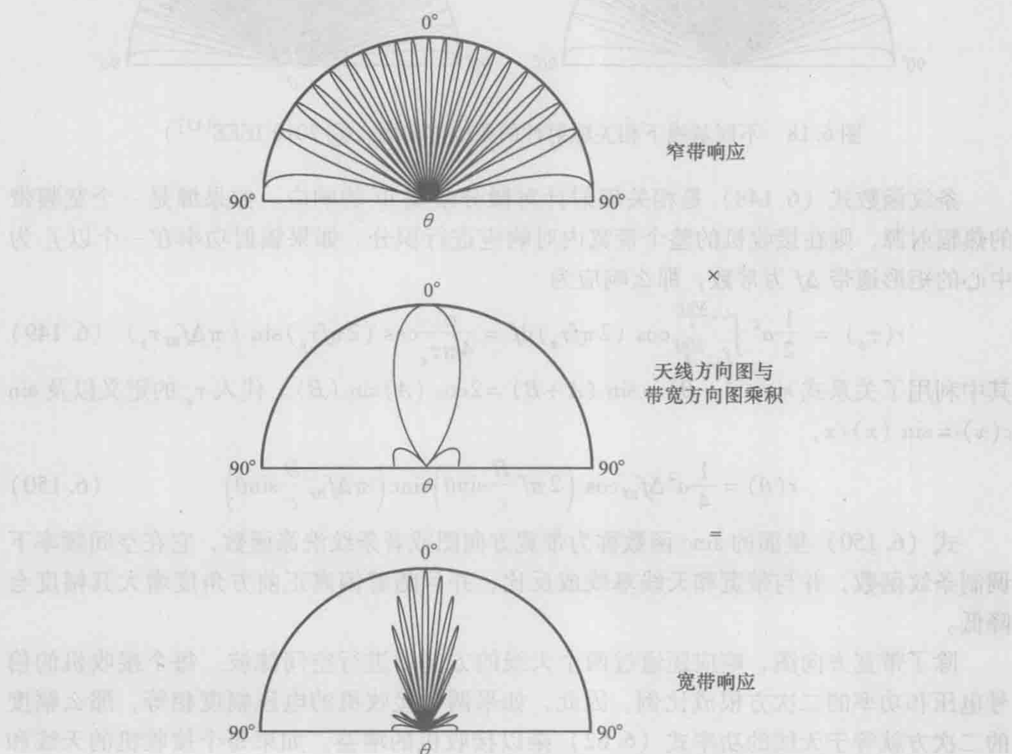


图 6.19　$D=5\lambda$，$\Delta f_{RF}D/c=\frac{1}{2}$的相关辐射计的宽带响应

6.4.3.2　灵敏度

对相关辐射计灵敏度的推导遵循对全功率辐射计灵敏度的推导。然而，此处是两个信号（接收机的输出）的相乘而不是一个信号电压的二次方。如前面的推导，通过

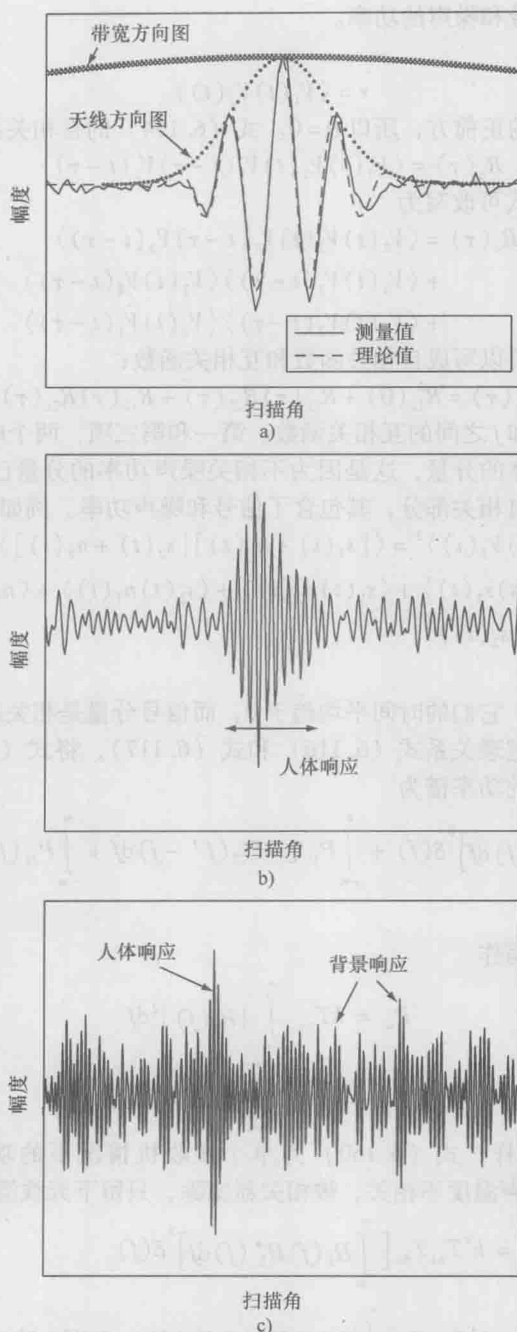


图 6.20 a) 27.4GHz 相关辐射计对点源的响应，其中天线方向图比带宽方向图形明显窄 b) 通过相关辐射计条纹方向图形的人体的输出信号 c) 27.4GHz 相关辐射计对户外环境中站立人体进行扫描得到的输出信号，该扫描与图 6.14 中的全功率扫描同时进行

分析功率谱可得到信号和噪声的功率。

相关器的输出是

$$r=\langle V_1(t)V_2(t)\rangle \tag{6.154}$$

此处假设源位于天线的正前方，所以$\theta=0$。式（6.154）的自相关函数是

$$R_c(\tau)=\langle V_1(t)V_2(t)V_1(t-\tau)V_2(t-\tau)\rangle \tag{6.155}$$

利用式（6.120），上式可改写为

$$\begin{aligned}R_c(\tau)=&\langle V_1(t)V_2(t)V_1(t-\tau)V_2(t-\tau)\rangle\\&+\langle V_1(t)V_1(t-\tau)\rangle\langle V_2(t)V_2(t-\tau)\rangle\\&+\langle V_1(t)V_2(t-\tau)\rangle\langle V_2(t)V_1(t-\tau)\rangle\end{aligned} \tag{6.156}$$

尖括号中的每一项都可以写成自相关函数和互相关函数：

$$R_c(\tau)=R_{12}^2(0)+R_{11}(\tau)R_{22}(\tau)+R_{12}(\tau)R_{21}(\tau) \tag{6.157}$$

$R_{ij}(\tau)$ 是电压信号i和j之间的互相关函数。第一和第三项，两个电压信号的互相关函数，只包含了信号功率的分量，这是因为不相关噪声功率的分量已经通过相关过程滤除掉了。第二项包括自相关部分，其包含了信号和噪声功率。例如，第一项为

$$\begin{aligned}R_{12}^2(0)&=\langle V_1(t)V_2(t)\rangle^2=\langle[s_1(t)+n_1(t)][s_2(t)+n_2(t)]\rangle^2\\&=\{\langle s_1(t)s_2(t)\rangle+\langle s_1(t)n_2(t)\rangle+\langle s_2(t)n_1(t)\rangle+\langle n_1(t)n_2(t)\rangle\}^2\\&=\langle s_1(t)s_2(t)\rangle^2\end{aligned} \tag{6.158}$$

由于噪声信号不相关，它们的时间平均趋于0，而信号分量是相关的。

利用维纳－辛钦定理关系式（6.116）和式（6.117），将式（6.157）转化为功率谱。相关器输出信号的功率谱为

$$P_c(f)=\left[\int_{-\infty}^{\infty}P_{12}(f)\mathrm{d}f\right]^2\delta(f)+\int_{-\infty}^{\infty}P_{11}(f)P_{22}(f'-f)\mathrm{d}f+\int_{-\infty}^{\infty}P_{12}(f)P_{21}(f'-f)\mathrm{d}f \tag{6.159}$$

一般情况下，功率可写作

$$P_{ii}=kT_{\mathrm{sys},i}\int_{-\infty}^{\infty}|H_i(f)|^2\mathrm{d}f \tag{6.160}$$

$$P_{ij}=k\sqrt{T_{\mathrm{A},i}T_{\mathrm{A},j}}\int_{-\infty}^{\infty}H_i(f)H_j^*(f)\mathrm{d}f \tag{6.161}$$

正如全功率辐射计那样，式（6.160）为单个接收机情况下的功率式（6.113）。式（6.161）中接收机噪声温度不相关，被相关器滤除，只留下天线温度。因此功率谱为

$$\begin{aligned}P_c(f)=&k^2T_{\mathrm{A1}}T_{\mathrm{A2}}\left[\int_{-\infty}^{\infty}H_1(f)H_2^*(f)\mathrm{d}f\right]^2\delta(f)\\&+k^2T_{\mathrm{sys1}}T_{\mathrm{sys2}}\int_{-\infty}^{\infty}H_1(f)H_1^*(f)H_2(f'-f)H_2^*(f'-f)\mathrm{d}f\\&+k^2T_{\mathrm{A1}}T_{\mathrm{A2}}\int_{-\infty}^{\infty}H_1(f)H_2^*(f)H_2(f'-f)H_1^*(f'-f)\mathrm{d}f\end{aligned} \tag{6.162}$$

式（6.162）中的第一项来自信号的自相关函数，由天线温度表示，它表示我们感兴趣的信号，位于直流（DC）处。第二项和第三项来自接收机噪声功率和天线噪声功率的互相关函数。它们的功率谱代表噪声，且为接收机通带内的卷积，如图6.15b所示位于直流DC和$\pm f_c$处。

若低通滤波器带宽Δf_{LPF}远小于RF带宽Δf_{RF}，$f'\approx 0$，且式（6.162）中后两项的噪声功率谱几乎位于DC处。如果通带为标准矩形，且频率响应相等$H_1(f)=H_2(f)$，对$H(f)$积分得到RF带宽Δf_{RF}，信号功率可写作

$$P_c = k^2 T_{A1} T_{A2} \Delta f_{RF}^2 + k^2 T_{sys1} T_{sys2} \Delta f_{RF} \Delta f_{LPF} + k^2 T_{A1} T_{A2} \Delta f_{RF} \Delta f_{LPF} \tag{6.163}$$

式（6.163）右侧第一项代表信号功率P_s，第二项和第三项代表低通滤波器带宽的噪声功率P_n。因此信噪比为

$$SNR = \sqrt{\frac{P_s}{P_n}} = \sqrt{\frac{T_{A1} T_{A2} \Delta f_{RF}}{(T_{sys1} T_{sys2} + T_{A1} T_{A2}) \Delta f_{LPF}}} \tag{6.164}$$

若各天线观测相同的信号源，$T_{A1}=T_{A2}=\Delta T$；如果接收机噪声温度远大于天线温度，灵敏度可写作

$$\Delta T = \sqrt{T_{sys1} T_{sys2}} \sqrt{\frac{\Delta f_{LPF}}{\Delta f_{RF}}} \tag{6.165}$$

代入理想积分器带宽与积分时间的关系式（6.98），可得到

$$\Delta T = \sqrt{\frac{T_{sys1} T_{sys2}}{2 \Delta f_{RF} \tau}} \tag{6.166}$$

若接收机有相同的噪声温度，则灵敏度可写作

$$\Delta T = \frac{T_{sys}}{\sqrt{2 \Delta f_{RF} \tau}} \tag{6.167}$$

因此相关辐射计的灵敏度比全功率辐射计的灵敏度式（6.136）优化了$1/\sqrt{2}$。

考虑两个接收机具有相同系统噪声温度500K和相同系统带宽500MHz的毫米波相关辐射计。相关器的低通滤波器截止频率为500Hz，对应1ms的积分时间。推导得到的灵敏度为

$$\Delta T = \frac{500\text{K}}{\sqrt{2 \times 500 \times 10^6 \times 1 \times 10^{-3}}} = 0.5\text{K}$$

对于具有相同噪声温度，带宽和积分时间的全功率辐射计，其灵敏度为

$$\Delta T = \frac{500\text{K}}{\sqrt{500 \times 10^6 \times 1 \times 10^{-3}}} = 0.707\text{K}$$

6.5 实际应用中的问题

6.5.1 接收机不稳定性

上一节中假设接收机的增益随时间变化保持不变。然而，这种情况在现实的接收机中是不存在的。若放大器增益在较长的时间周期内变动，则可通过周期性校准来对

产生的低频变化加以考虑，若增益在短时间内变动，则不可能对其周期性校准。增益的长期变动一般基于温度变化，且晶体管放大器的增益－温度系数在 0.01dB/C 量级[31]。增益－温度变化主要是因为放大器中偏置电阻变化导致源电流变化，从而影响了增益。增益的短期变动则为电源不稳定性导致的。

如前所述，全功率辐射计的输出电压正比于 $G_{\text{sys}}T_{\text{sys}}$，因而系统增益变化将导致输出电压变化，并引入测量的不确定度。温度不确定度的方均根值为

$$\Delta T_G = T_{\text{sys}}\frac{\Delta G}{G} \tag{6.168}$$

式中，ΔG 表示系统增益变化值。

由于导致增益变化的因素不同于导致系统噪声变动的因素，所以增益变化引起的温度变化［见式（6.168）］与系统噪声引起的温度变化［见式（6.136）］统计独立。因此温度的总测量值为

$$\Delta T = T_{\text{sys}}\sqrt{\frac{1}{\Delta f_{\text{RF}}\tau}+\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^2} \tag{6.169}$$

注意，尽管增益波动影响全功率辐射计，但是由于一个接收机的增益变化独立于另一个接收机的增益变化，因此两者互不相关，且相关辐射计不受其影响。

接收机增益变化对全功率辐射计的灵敏度影响很大。例如，对于 $T_{\text{sys}}=500\text{K}$，$\Delta f_{\text{RF}}=100\text{MHz}$，且 $\tau=1\times10^{-3}\text{s}$ 的全功率辐射计，如果 $\Delta G/G=0$，没有增益变化，则灵敏度为 $\Delta T=1.58\text{K}$。若增益变化 1%，或 $\Delta G/G=0.01$，则灵敏度为 $\Delta T=5.24\text{K}$，比理想情况下增加了三倍多。因此，在全功率辐射计中，即使很小的增益变化都会引起较大的灵敏度下降。

6.5.2 狄克辐射计

1946 年狄克提出一种方法，能够减小全功率辐射计灵敏度受增益变化的影响[32]，并一直沿用至今。该方法为在已知温度下，使辐射计接收端在天线和参考负载之间反复切换。切换频率必须足够高，以使增益在切换周期内保持不变。接收机生成输出电压信号

$$\begin{aligned}V_{\text{d,A}} &= kG(T_{\text{rec}}+T_{\text{A}})\Delta f_{\text{RF}},0\leqslant t\leqslant\tau_{\text{s}}/2\\ V_{\text{d,R}} &= kG(T_{\text{rec}}+T_{\text{R}})\Delta f_{\text{RF}},\tau_{\text{s}}/2\leqslant t\leqslant\tau_{\text{s}}\end{aligned} \tag{6.170}$$

式中，T_{R} 为参考温度；τ_{s} 为切换周期。

开关驱动还在两个相反极性的单位增益放大器之间对输入至检波二极管的电压进行调制，如图 6.21 所示。切换频率必须高于低通滤波器的截止频率，使输出为两电压信号的时间平均值。经过单位增益放大器后，滤波器的输出为

$$\begin{aligned}V_{\text{out}} &= \langle V_{\text{d,A}}-V_{\text{d,R}}\rangle\\ &= kG[(T_{\text{rec}}+T_{\text{A}})-(T_{\text{rec}}+T_{\text{R}})]\Delta f_{\text{RF}}\\ &= kG(T_{\text{A}}-T_{\text{R}})\Delta f_{\text{RF}}\end{aligned} \tag{6.171}$$

由增益变动导致的温度不确定度为

$$\Delta T_G = (T_{\text{A}}-T_{\text{R}})\frac{\Delta G}{G} \tag{6.172}$$

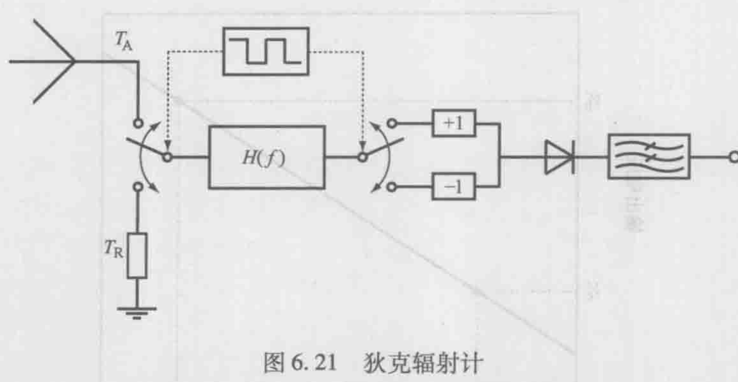


图6.21 狄克辐射计

若参考温度设为 $T_R = T_A$，称辐射计达到“平衡”，且由增益变动导致的测量温度不确定度为零。平衡式狄克辐射计的灵敏度为

$$\Delta T = 2\frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta f_{RF}\tau}} \tag{6.173}$$

其结果比全功率辐射计变差了一半。这是由于接收机只在一半的测试时间中连接天线，另一半时间连接参考负载。在之前的例子中，理想的全功率辐射计灵敏度为1.58K，而1%的增益变动使分辨率降到5.24K。相同情况下，狄克辐射计灵敏度可达到2.16K。在走私品检测应用中，藏匿物品和人体之间的温度只有几K的差别，因此把灵敏度降低一半能够显著提高探测器的检测能力。这里需要注意一点，若设置 $T_r = T_a$，在理想状态下输出电压为零［见式（6.171）］，然而这是由于观测温度与参考温度相等导致的零输出。人体或其他物体引起的观测温度的变化将产生非零电压响应。

6.5.3 辐射计定标

辐射计输出电压一般可写作

$$V_{out} = \alpha(T_A + \beta) \tag{6.174}$$

式中，α 为增益、带宽及玻耳兹曼常数；β 表示温度补偿，在全功率辐射计中为系统噪声温度，在狄克辐射计中表示参考温度。

由于用于地面安防方面的微波及毫米波辐射计工作在黑体曲线中的瑞利－金斯区域内，因此输出电压为天线温度的线性函数。从而系数 α 为输出电压—天线温度的曲线斜率，如图6.22所示。

因为输出为线性函数，因此可通过测量两个不同温度源的输出来计算变量。在电压曲线上取两个点，进而用其推出变量。两个温度源中一般取温度较低的作为定标源 T_c，较高温度源为定标源 T_h。从而由两定标源确定的输出电压为

$$V_c = \alpha(T_c + \beta) \tag{6.175}$$

$$V_h = \alpha(T_h + \beta) \tag{6.176}$$

可求出变量

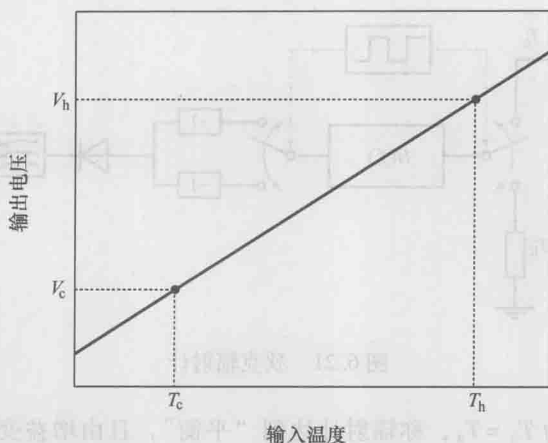


图 6.22　辐射计输出电压—天线温度

$$\alpha = \frac{V_h - V_c}{T_h - T_c} \tag{6.177}$$

$$\beta = \frac{V_c T_h - V_h T_c}{V_h - V_c} \tag{6.178}$$

把输出电压的比值称为 Y 因子，可表示为

$$Y = \frac{V_h}{V_c} = \frac{T_h + \beta}{T_c + \beta} \tag{6.179}$$

进而可求出截点

$$\beta = \frac{T_h - YT_c}{Y - 1} \tag{6.180}$$

考虑到之前变量 β 表示温度补偿，其在全功率辐射计中为系统噪声温度。因此

$$T_{sys} = \frac{T_h - YT_c}{Y - 1} \tag{6.181}$$

Y 因子测试法为测量系统噪声温度的一种标准方法。

定标源可以是温度保持不变的被动匹配负载，一般在微波毫米波系统中，有源噪声二极管（如雪崩二极管）也可作为定标源。在天线场中，也可用恒定温度下的电磁吸收材料实现定标。如前所述，这些材料的特性和黑体近似。因此，电磁吸收材料的辐射温度近似等于其物理温度。

对于被动源，噪声温度即为其物理温度。为使定标准确，必须严格控制源温度。用超噪比来描述有源噪声二极管，超噪比为有源二极管加电时的额外噪声功率 P_{on} 除以由物理温度导致的噪声功率：

$$ENR = \frac{P_{on} - P_{off}}{P_{off}} = \frac{k(T_{on} - T_{off})\Delta f_{RF}}{kT_{off}\Delta f_{RF}} = \frac{T_{on}}{T_{off}} - 1 \tag{6.182}$$

温度 T_{off} 为二极管未加电时的噪声功率，或由其物理温度 T_p 导致的噪声功率。在 Y

因子法中，T_{on}对应 T_h，T_{off}对应 T_c。

6.6 扫描型辐射计系统

在安防遥感中使用的辐射计一般分为两种类型，一种是静止的凝视型，该类辐射计的遥感器对一个特定的区域进行静态观测；另一种是扫描型，该类辐射计的天线波束在指定的观测区域内按一定方式移动。凝视型的遥感器可能只是一个单独的接收机系统，一般由数个同样的接收机组成的成像系统进行成像。凝视型遥感器一般用于探测一个区域是否有人员进入，或者探测人体和被隐藏物体间的温度差。

扫描型辐射计通过很窄的聚焦波束，不断地重复一种固定的扫描路径实现对观察区域的探测。辐射计的遥感器会沿一维（通常为方位角）或二维（方位角和俯仰角）进行扫描，对场景进行一维或者二维的辐射计成像。扫描型的遥感器能够通过对一片区域进行重复的光栅式扫描形成图像，或者通过旋转遥感器进行连续扫描，实现大范围的区域探测。用于对大区域侵入者进行探测或者对于区域边界监视的辐射计，通常安装在运动平台上，并工作在扫描模式；即使遥感器本身不转动，但是由于平台的运动，遥感器也工作在扫描状态。

6.6.1 空间分辨率

空间分辨率是指传感系统能够分辨的最小物理区域。单天线系统的一维空间分辨率 Δx_s 与天线波束宽度 θ_{BW}具有如下形式的关系：

$$\tan\theta_{BW}/2 = \frac{\Delta x_s}{2R} \tag{6.183}$$

其中，R 代表天线和物体位置的距离，如图 6.23 所示。当天线波束较窄，接近或者低于15°时，有

$$\tan\theta_{BW}/2 = \theta_{BW}/2 \tag{6.184}$$

并且

$$\Delta x_s = R\theta_{BW} \tag{6.185}$$

对于由双天线组成的系统，如相关型辐射计，空间分辨率取决于天线波束的汇聚距离，如图 6.24 所示。假设两个相同的天线指向了同一个方向，汇聚距离如下式：

$$R_c = \frac{D}{2}\cot\ (\theta_{BW}/2) \tag{6.186}$$

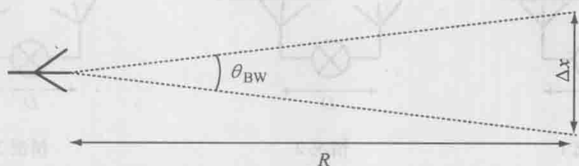


图 6.23　距离 R 处的空间分辨率

因为天线波束不会在 R_c 之前汇聚，双天线系统的空间分辨率相比于单天线系统要小，如下式：

$$\Delta x_d = (R - R_c)\theta_{BW} \tag{6.187}$$

注意，如果 R 远大于 R_c，此时双天线系统和单天线系统具有相同的空间分辨率。

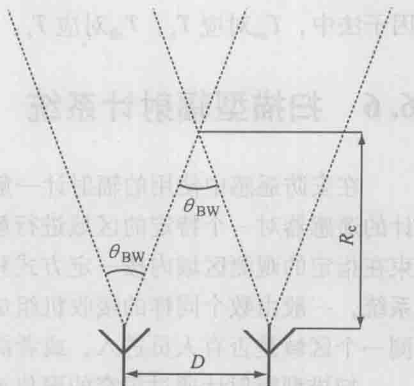


图 6.24 两个相同天线的汇聚距离

当相关型辐射计的工作位置与物体很近时，天线的波束也可以是不平行的。让两个天线向内转动角度 θ_a 可以减小汇聚距离，如下式：

$$R_c = \frac{D}{2}\cot\left(\theta_a - \frac{\theta_{BW}}{2}\right) \tag{6.188}$$

式（6.186）是式（6.188）中 $\theta_a = 0$ 时的简化形式。如果转动的角度大于半波束宽度，波束会在一定距离外发散，则

$$R_d = \frac{D}{2}\cot\left(\theta_a + \frac{\theta_{BW}}{2}\right) \tag{6.189}$$

式（6.189）所定义的发散距离以外的物体将不会被探测到。这使得遥感器具有了有效距离门的效能，在一些应用中这是必要的，比如监测复杂、动态背景下的交通环境。

当向内转动天线时，需要考虑 3 种情况，如图 6.25 所示，每一种都会改变空间分辨率的值。

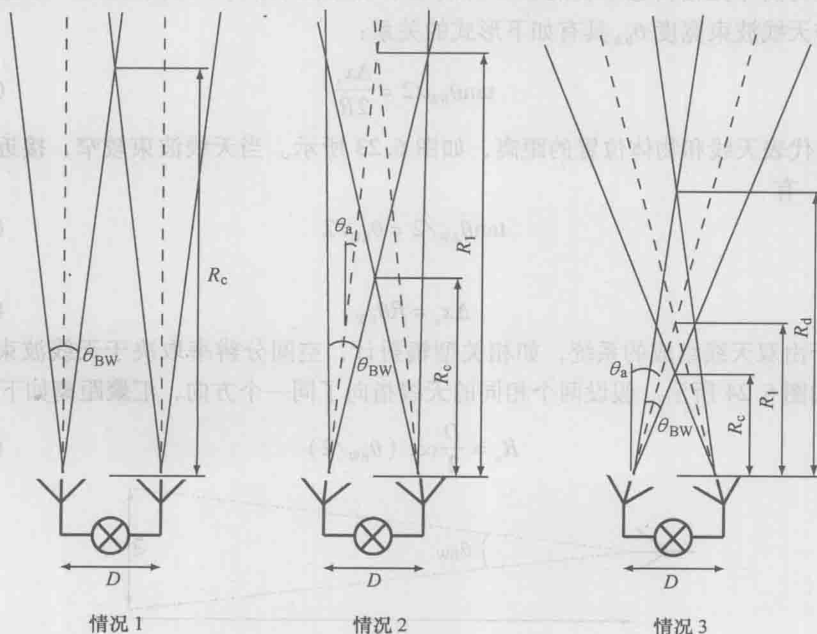


图 6.25 双天线系统中的 3 种不同天线夹角情况下的几何示意图（© 2008 IEEE[9]）

1. $\theta_a=0$

该情况如图6.25a所示，各天线的波束指向是平行的，且 $R_d=\infty$，空间分辨率如下式所示：

$$\Delta x_d=\begin{cases}(R-R_c)\theta_{BW}, & R_c\leqslant R\\ 0, & R<R_c\end{cases} \tag{6.190}$$

2. $0\leqslant\theta_a\leqslant\theta_{BW}/2$

该情况如图6.25b所示，波束在 R_c 处汇聚；然而发散距离 $R_d=\infty$。波束不会发散。空间分辨率为

$$\Delta x_d=\begin{cases}(R-R_c)(2\theta_a+\theta_{BW}), & R_c\leqslant R<R_m\\ 2b\sin(\theta_a+\theta_{BW}/2), & R=R_m\\ D-2R(\theta_a-\theta_{BW}/2), & R>R_m\\ 0, & R<R_c\end{cases} \tag{6.191}$$

其中

$$R_m=R_c+b(\theta_a+\theta_{BW}/2) \tag{6.192}$$

$$b=\frac{\sin(\theta_{BW})}{\sin(2\theta_a)}\sqrt{R_c^2+\frac{D^2}{4}} \tag{6.193}$$

3. $\theta_{BW}/2<\theta_a$

该情况如图6.25c所示，波束会发散。空间分辨率为

$$\Delta x_d=\begin{cases}(R-R_c)(2\theta_a+\theta_{BW}), & R_c\leqslant R<R_m\\ R_m(2\theta_a-\theta_{BW}), & R=R_m\\ (R_d-R)(2\theta_a-\theta_{BW}), & R_m<R<R_d\\ 0, & R<R_c\text{ 或 }R_d<R\end{cases} \tag{6.194}$$

对于一个已知波束宽度的天线，这个相关型辐射计的空间分辨率取决于距离 R、天线指向方向所夹的角度 θ_a 以及两个天线的基线间距 D。图6.26给出了波束宽度 $\theta_{BW}=3.8°$和静止基线 $D=40\lambda$ 的天线系统的空间分辨率随观测距离和天线夹角变化的曲线。当天线夹角大于 $\theta_{BW}/2$，能够观测到距离门限效应，因为空间分辨率在大于一个特定距离之后始终为0。

6.6.2 驻留时间

扫描型遥感器的驻留时间 τ_d 是指单个点在天线波束内的时间长度。驻留时间因此可以定义为

$$\tau_d=\frac{\theta_{BW}}{\omega} \tag{6.195}$$

式中，ω 是遥感器扫描的角速度，单位为rad/s。通过式（6.185），驻留时间可由空间分辨率表示：

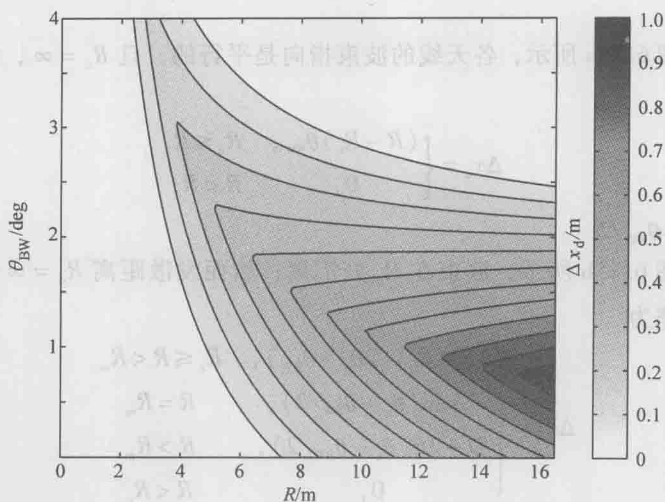


图 6.26 相关辐射计的空间分辨率随天线夹角和距离的变化关系（©2008 IEEE[9]）

注：波束宽度 $\theta_{BW}=3.8°$，两天线距离 $D=40\lambda$。

$$\tau_d=\frac{\Delta x}{R\omega} \tag{6.196}$$

式中，Δx 可以代表单天线或双天线系统的空间分辨率。

图 6.27 给出了双天线系统的驻留时间随距离和天线夹角的变化，其中天线波束宽度 $\theta_{BW}=3.8°$，双天线基线距离 $D=40\lambda$，扫描角速度 $\omega=1\text{rad/s}$。反过来，空间分辨率可通过驻留时间给出。

$$\Delta x=\tau_d R\omega \tag{6.197}$$

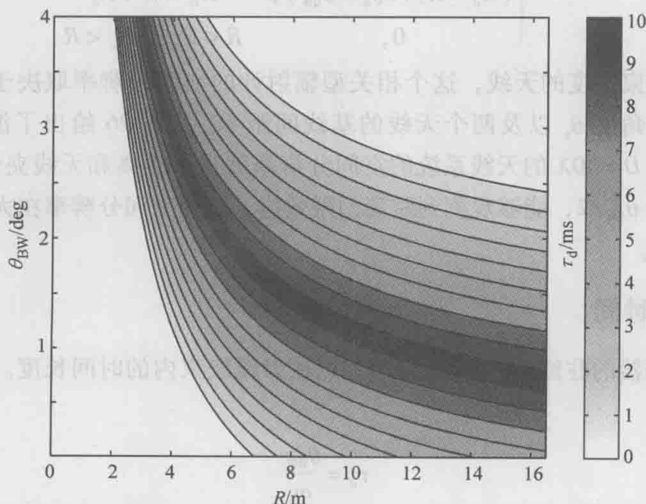


图 6.27 相关辐射计的驻留时间随天线夹角和距离的变化关系（©2008 IEEE[9]）

6.6.3 测量的不确定性

一般来说，在辐射计温度分辨率和扫描型辐射计系统的扫描速率之间需要进行权衡。辐射计扫描得越快，天线波束在每个位置上停留的时间就会越短。积分时间增加会提高辐射计的温度分辨率。然而，如果积分时间比天线扫过一个点的时间长，就会导致该次测量结果涵盖了更大的空间角度，使有效的空间分辨率降低。而凝视型辐射计的系统不需要进行扫描，在一些情况下可以通过更长的积分时间来提高温度分辨率。凝视型辐射计通常被所必需的更新频率 f_s 所限制，它将积分时间限定为 $\tau=\dfrac{1}{f_s}$。

另一方面，如果积分时间比驻留时间短，辐射计的灵敏度不能达到最好的效果，此时被测点所发出信号在波束内的时间比辐射计对信号的积分时间长，导致辐射计的灵敏度降低。在本书中，用相关器的积分时间定义辐射计的有效空间分辨率，如下式：

$$\Delta x_{\text{eff}}=\tau R\omega \tag{6.198}$$

上式的来源是将式（6.197）中的驻留时间替换为积分时间。

6.6.3.1 一维扫描

对于一维扫描辐射计，驻留时间是指一个已知点在天线波束中的时间。系统不需要连续地扫描360°，可能只需要来回扫描同一个区域。这种系统的天线波束在方位向很窄，在俯仰向很宽，可以用于发现扫描区域中的侵入者。如图6.28所示，其中 ϕ_{BW} 是方位向波束宽度，θ_{BW} 是俯仰向波束宽度。这种高波束能够瞬间覆盖俯仰向，尽管我们获得的响应是波束中的温度均值，特别是当高波束的大部分区域都是来自冷空的辐射时，人体出现后会在这种波束中产生可探测到的变化。当不需要在垂直方向成像时，使用这种高波束可以进行快速的方位向扫描。

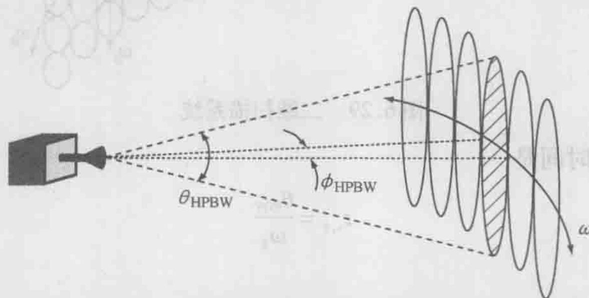


图6.28 具有方位向较窄俯仰向较宽天线波束的一维扫描辐射计

假设一个辐射计扫描时正在经过一段温度变化剧烈的过渡区。如果 $\tau=2\tau_d$，辐射计记录这个区域温度的时间将会是它处于这个温度过渡区域中的两倍时间；辐射计的有效分辨率［见式（6.198）］将会是空间分辨率的两倍［见式（6.197）］。被测的过渡区域将会被展宽到更宽的空间，这会导致辐射计的有效空间分辨率降低。在天线的波束离开这个过渡区域前，由于信号一直处在积分器中，测量的温度都不等于被测物体源的温度。

如果 $\tau=\tau_d/2$，尽管在经过这个过渡区域之前和之后所测温度仍然是温度均值，辐

射计在该区域记录温度时，该区域始终处在天线波束中。虽然长积分时间能够提高有效空间分辨率，但一些很小的温度变化将无法被探测。

一般来说，我们希望让积分时间和驻留时间相等，则

$$\tau = \tau_{d} \tag{6.199}$$

这时的空间分辨率和有效的空间分辨率是相同的。将式（6.196）中的积分时间替换为驻留时间，辐射计的灵敏度可表示为

$$\Delta T\sqrt{\Delta x} = CT_{sys}\sqrt{\frac{R\omega}{\Delta f_{RF}}} \tag{6.200}$$

该式的右侧是一个常数，这是一个一维辐射计辐射测量的不确定性方程。该式说明要想提高温度灵敏度或空间分辨率中一个参数的性能，就要相应地降低另一个参数的性能。

6.6.3.2 二维扫描

根据一维扫描中描述的系统示例，假设该天线波束具有对称性，即

$$\phi_{BW} = \theta_{BW} \tag{6.201}$$

辐射计在方位向以 ω_{ϕ} 的角频率扫描，在俯仰向以 ω_{θ} 的角频率扫描，俯仰向扫描瞬时视场角度为 θ_{FOV}，如图 6.29 所示。

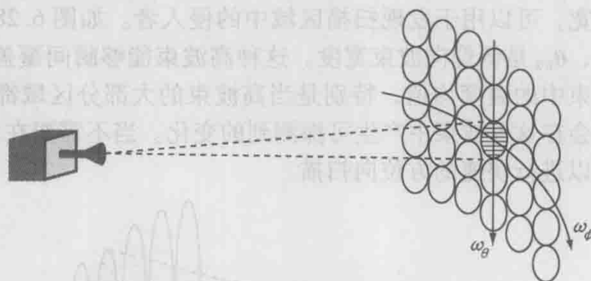


图 6.29 二维扫描系统

俯仰向的扫描时间是

$$t_{s,\theta} = \frac{\theta_{FOV}}{\omega_{\theta}} \tag{6.202}$$

驻留时间为

$$t_{d,\theta} = \frac{\theta_{BW}}{\omega_{\theta}} = \frac{t_{s,\theta}\theta_{BW}}{\theta_{FOV}} \tag{6.203}$$

假设一条俯仰向扫描线的结束和开始间没有时间延迟，并且当扫描完成 θ_{FOV} 角度时系统立刻沿方位向转动 ϕ_{BW}，每个波束在方位向和俯仰向的扫描时间相等。因此

$$t_{s,\theta} = \frac{\Delta x}{R\omega_{\phi}} \tag{6.204}$$

驻留时间为

$$t_{d} = \frac{\Delta x\theta_{BW}}{R\omega_{\phi}\theta_{FOV}} \tag{6.205}$$

令辐射计的积分时间等于驻留时间，则式（6.205）可表示为

$$\Delta T \Delta x = CT_{\text{sys}} \sqrt{\frac{R^2 \omega_\phi \theta_{\text{FOV}}}{\Delta f_{\text{RF}}}} \tag{6.206}$$

式（6.206）的右侧部分是一个常数。

式（6.206）是它和一维辐射测量不确定方程式（6.200）类似，说明了温度的不确定性和空间的不确定性的乘积是一个常数。因此，如果想改善其中一个参数的不确定性，就会使另一个参数的不确定性恶化。

参考文献

[1] Kraus, J. D., *Radio Astronomy*, New York: McGraw-Hill, 1966.

[2] Thompson, A. R., J. M. Moran, and G. W. Swenson, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, New York: John Wiley & Sons, 2001.

[3] Christiansen, W. N., and J. A. Högbom, *Radiotelescopes*, Cambridge: Cambridge University Press, 1969.

[4] Rohlfs, K., *Tools of Radio Astronomy*, Berlin: Springer-Verlag, 1990.

[5] Ulaby, F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung, *Microwave Remote Sensing, Vol. I: Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry*, Reading, MA: Addison-Wesley, 1981.

[6] Ruf, C. S., C. T. Swift, A. B. Tanner, and D. M. Le Vine, "Interferometric Synthetic Aperture Microwave Radiometry for the Remote Sensing of the Earth," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, Vol. 26, 1988, pp. 597–611.

[7] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Human Presence Detection Using Millimeter-Wave Radiometry," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 55, 2007, pp. 2727–2733.

[8] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "A Ka-Band Correlation Radiometer for Human Presence Detection from a Moving Platform," in *Microwave Symposium, 2007, IEEE/MTT-S International*, 2007, pp. 385–388.

[9] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Applying Millimeter-Wave Correlation Radiometry to the Detection of Self-Luminous Objects at Close Range," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 56, 2008, pp. 2054–2061.

[10] Nanzer, J. A., E. Popova, and R. L. Rogers, "Applying Correlation Radiometry to Human Presence Detection in Multiple Outdoor Environments," in *2010 CNC/USNC/URSI National Radio Science Meeting*, 2010.

[11] Nanzer, J. A., E. Popova, and R. L. Rogers, "Analysis of the Detection Modes of a Human Presence Detection Millimeter-Wave Radiometer," in *Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI), 2010 IEEE*, 2010, pp. 1–4.

[12] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Frequency Estimation of Human Presence Detection Signals From a Scanning-Beam Millimeter-Wave Correlation Radiometer," *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*, Vol. 8, 2011, pp. 78–82.

[13] Nanzer, J. A., "Interferometric Detection of the Angular Velocity of Moving Objects," in *Microwave Symposium, 2010. IEEE/MTT-S International*, 2010, pp. 1628–1631.

[14] Nanzer, J. A., "Millimeter-Wave Interferometric Angular Velocity Detection," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, Vol. 58, 2010, pp. 4128–4136.

[15] Johnson, J. T., M. A. Demir, and N. Majurec, "Through-Wall Sensing with Multifrequency Microwave Radiometry: A Proof-of-Concept Demonstration," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 47, 2009, pp. 1281–1288.

[16] Tasselli, G., F. Alimenti, S. Bonafoni, P. Basili, and L. Roselli, "Fire Detection by Microwave Radiometric Sensors: Modeling a Scenario in the Presence of Obstacles," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 48, 2010, pp. 314–324.

[17] Frost, R., R. Appleby, S. Price, F. Nivelle, M. Allin, et al., "The Detection of Mines Using RF/Millimetric Radiometry," in *The Detection of Abandoned Land Mines: A Humanitarian Imperative Seeking a Technical Solution, EUREL International Conference on (Conf. Publ. No. 431)*, 1996, pp. 92–96.

[18] Suess, H., M. Peichl, M. Zeiler, and S. Dill, "Investigations on Anti-Personnel Mine Detection Using Microwave Radiometers," in *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2001. IGARSS '01. IEEE 2001 International*, Vol. 7, 2001, pp. 3178–3181.

[19] Tan, R. J., and R. Bender, "Near-Field Synthetic Aperture Interferometric Microwave Radiometry for Remote Sensing of Mines," in *Microwave Symposium Digest, 1999 IEEE MTT-S International*, Vol. 4, 1999, pp. 1611–1614.

[20] Wiggins, D., H. Kim, Y. Cheon, and J. T. Johnson, "Sub-Surface Object Sensing with Multi-Frequency Microwave Radiometry," in *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2002. IGARSS '02. 2002 IEEE International*, Vol. 1, 2002, pp. 331–333.

[21] Widger, W. K., and M. P. Woodall, "Integration of the Planck Blackbody Radiation Function," *Bulletin of the American Meteorological Society,* Vol. 57, 1976, pp. 1217–1219.

[22] Mitchell, D., C. H. Wyndham, T. Hodgson, and F. R. N. Nabarro, "Measurement of the Total Normal Emissivity of Skin Without The Need For Measuring Skin Temperature," *Physics in Medicine and Biology,* Vol. 12, 1967, p. 359.

[23] Govan, C. D., "A Wideband Frequency-Tunable Dicke Radiometer for Microwave Radiometric Measurements," M.S.E. Master's thesis, Electrical and Computer Engineering, University of Texas at Austin, 1994.

[24] Gabriel, C., S. Gabriel, and E. Corthout, "The Dielectric Properties of Biological Tissues: I. Literature Survey," *Physics in Medicine and Biology,* Vol. 41, 1996, p. 2231.

[25] Gabriel, S., R. W. Lau, and C. Gabriel, "The Dielectric Properties of Biological Tissues: II. Measurements in the Frequency Range 10 Hz to 20 GHz," *Physics in Medicine and Biology,* Vol. 41, 1996, p. 2251.

[26] Gabriel, S., R. W. Lau, and C. Gabriel, "The dielectric properties of biological tissues: III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues," *Physics in Medicine and Biology,* Vol. 41, 1996, p. 2271.

[27] Yujiri, L., M. Shoucri, and P. Moffa, "Passive Millimeter Wave Imaging," *Microwave Magazine, IEEE,* Vol. 4, 2003, pp. 39–50.

[28] Cruz-Pol, S. L., C. S. Ruf, and S. J. Keihm, "Improved 20–32 GHz Atmospheric Absorption Model," *Radio Science,* Vol. 33, 1998, pp. 1319–1333.

[29] Ziemer, R. E., and W. H. Tranter, *Principles of Communications*, 5th ed., New York: John Wiley & Sons, 2002.

[30] Middleton, D., *An Introduction to Statistical Communciation Theory*, New York: McGraw-Hill, 1960.

[31] Bahl, I. J., *Fundamentals of RF and Microwave Transistor Amplifiers*, Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2009.

[32] Dicke, R. H., "The Measurement of Thermal Radiation at Microwave Frequencies," *Review of Scientific Instruments,* Vol. 17, 1946, pp. 268–275.

第7章　雷　　达

雷达系统和一般的主动遥感器通过发射信号照射感兴趣的物体，并利用接收机接收被物体反射回来的信号。因此，主动遥感器是由一个发射机和一个接收机组成的，且发射机和接收机不必放置在相同位置上。因为反射信号会因物体特性而改变，所以通过分析发射信号与接收信号之间的差异，可以识别物体的某些属性。对雷达来讲，可以测量到的基本属性是距离、径向速度、反射率和角度。尽管这些是雷达可以测量到的仅有参量，但是我们可以从这些简单参量中推断出关于物体的其他大量信息。这些参量中的每一种都与不同类型的安防遥感器相关。例如，距离和反射率在由多个像素测量构成图像的成像应用中非常重要，速度和角度在侵入检测系统中非常重要。对雷达系统的研究已有几十年的时间，现在有许多优秀的参考资料，覆盖了从雷达基础到应用等各个方面，例如航海雷达、地基雷达和机载雷达[1-6]。本章将介绍安检应用中，微波和毫米波安检雷达系统、基本波形和雷达结构等所需要的相关背景。

微波和毫米波雷达系统正在越来越多地应用于许多安检场合，其中特别突出的是对人的检测、分类和违禁品的检测。对人员的检测依赖于对多普勒频移的检测，当物体或人相对于雷达有非零的径向速度时，物体反射的信号就会产生多普勒频移。人体的径向运动可能起源于人体的粗线条运动，比如行走或奔跑，也可能起源于更加细致的运动，比如躯干的呼吸。人体不同部分产生的运动，比如手臂和腿的摆动产生多普勒频率边带，可以被用于区分人体和物体，或用于区分人的活动。违禁品检测系统通过测量雷达信号被物体反射回来的信号时延来测量人或物体的轮廓，或者通过测量由于物体材料属性导致的像素间反射率的差异来检测隐匿物体。

工作在微波和毫米波频段的系统具有更高载频和更宽带宽的优势。多普勒频移正比于雷达的载波信号频率。因此，更高的频率产生更大的多普勒频移，这使得检测小的运动成为可能。因此，微波雷达系统，特别是毫米波雷达系统对小的移动是灵敏的，或者说物体在小距离上的移动是可以被检测到的。人体的生物学统计特征测量，比如呼吸和心跳率，尽管身体的运动幅度很小，但还是可以采用毫米波载频将其分辨出来，这是最近基础研究的进展。如下所述，在物体可以被测量的范围内，分辨率反比于雷达信号的带宽，工作在高频的系统可以比工作于低频的系统提供更宽的信号带宽，因此它们可以获得更好的距离分辨率。在较高频率下工作的雷达系统的其他好处是辐射信号通过服装材料是近无损传输的，而且不能穿透人类皮肤。因此主动系统可以被用于检测如藏在衣服下面或包里的隐匿物体。这些特征导致了对高频雷达违禁品检测成像系统的大量研究。

微波和毫米波系统也都受益于衍生在更高频率中使用的硬件系统的物理性质。具有多个波长孔径尺寸的天线可以产生小的波束宽度，从而获得良好的空间分辨率，同

时由于其波长短还可以保持小体积。增加的空间分辨率可以提高“人员检测雷达系统”的检查能力，并且可以在成像雷达系统中提供精细的图像分辨率。发射机和接收机的组件也可以做成更小的尺寸，有利于遥感器的移动。

7.1 雷达基础

本节考虑一个简单的雷达系统，以便建立一个雷达基础概念。这里采用一个通用的雷达系统作为例子，每种测量的物理基础都会采用一种简单的方式进行推导，更复杂的技术将在后面的章节中进行讨论。

雷达系统由一个发射机和一个接收机组成，如图 7.1 所示，它们不必放置在同一位置。发射机产生并发射向物体传输的信号波形，一部分入射波能量被物体反射或散射回接收机。返回接收机的信号能量与入射信号能量的比值取决于物体的反射率，以及构成物体的散射体的数量和相对位置。

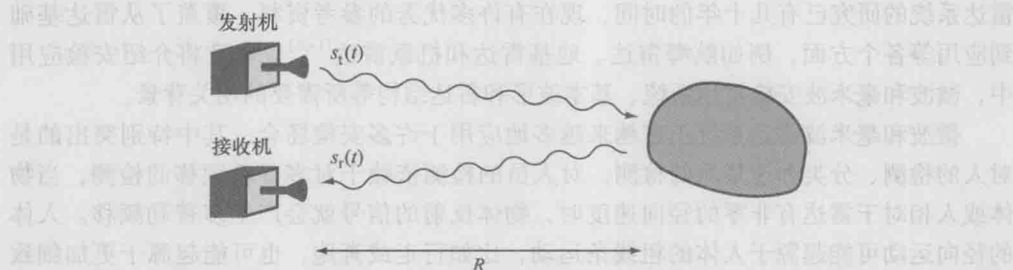


图 7.1 由一个发射机和一个接收机组成的通用雷达系统对物体反射信号的测量

7.1.1 雷达系统配置与测量

雷达系统可以基于发射机和接收机的相对位置进行分类。发射机和接收机在同一位置，并且共用一个天线的雷达系统称之为单站雷达系统。发射和接收的信号通过与天线连接的环形器进行分离，或者通过开关进行切换，这取决于雷达是在发射还是在接收。单站雷达具有共用天线和本振等硬件的优点。本振被用于上变频发射信号和下变频接收信号。对高功率系统，环形器和开关必须有好的隔离度以便发射信号不会泄露到接收机，这对连续并且同时收、发信号的连续波雷达来说尤其重要。

具有物理上分离的发射机和接收机的雷达系统称为双站雷达系统，它可从不同角度测量物体的反射信号。即便是对于一个简单的物体，其反射率也是和角度相关的，因此双站雷达提供了一种收集信息的方法，这些信息可以用于某些目的，比如物体分类。雷达系统也可能是多站的，它包含多个发射机和/或多个接收机。

考虑一个简单的雷达系统，它在自由空间发射一个载波频率为 f_c 的信号，如图 7.1 所示。假定发射机和接收机在同一位置，且共用天线。假定物体是一个简单散射体，包含一个散射点，比如一个半径远小于波长的球。发射信号的复数形式表示为

$$s_t(t)=A_t e^{-j2\pi f_t t} \tag{7.1}$$

式中，A_t 为发射信号的幅度。

对于一个发射脉冲，其幅度可以表示为

$$A_t(t)=A\Pi\left(\frac{t}{\tau}\right) \tag{7.2}$$

式中，τ 为脉冲的时间周期；Π 为矩形函数，定义为

$$\Pi\left(\frac{t}{a}\right)=\begin{cases}1, & |t|<\dfrac{a}{2}\\ 0, & \text{其他}\end{cases} \tag{7.3}$$

入射到物体上的信号为

$$s_i(t)=LA_t e^{-j2\pi f_t\left(t-\frac{R}{c}\right)} \tag{7.4}$$

式中，L 是信号由天线传播到物体的单程损耗，包含了波前扩散和媒介损耗两个方面效应；R 是发射机和物体之间的距离。

如第 3 章所述，传播损耗可能包含大气传播损耗和介质损耗，如建筑物的墙或衣服的损耗。

信号被物体反射，并通过相同的传输媒介传播回天线，受到相同的损耗 L。物体的反射率为 Γ。因此，接收机收集到的信号为

$$s_r(t)=\Gamma L^2 A_t e^{-j2\pi f_t\left(t-\frac{2R}{c}\right)} \tag{7.5}$$

其中由于是双程传播损耗，因此取 L 的二次方。接收脉冲传播距离为 $2R$，因此发射信号与接收信号之间的时间延迟为 $t_d=2R/c$，如图 7.2 所示。因此，到物体的距离可以通过测量时间延迟来计算

$$R=\frac{t_d c}{2} \tag{7.6}$$

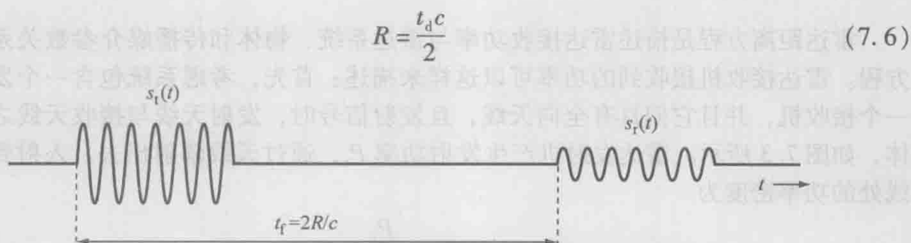


图 7.2 接收信号被延迟了两倍距离除以传播速度的时间

如果传播损耗是已知的，则物体的反射率可以测量。注意到接收信号的幅度为

$$A_r=\Gamma L^2 A_t \tag{7.7}$$

因此，物体的反射率可以表示为

$$\Gamma=\frac{A_r}{L^2 A_t} \tag{7.8}$$

如果物体以径向速度 v_r 向着遥感器运动，发射机和接收机位于相同的位置，物体与它们的距离不再是常数，并且可以表示为

$$R(t)=R-v_r t \tag{7.9}$$

此时接收信号为

$$s_r(t) = \Gamma L^2 A_t e^{-j2\pi f_c\left(t-\frac{2R}{c}+\frac{2v_r t}{c}\right)} \tag{7.10}$$

式（7.10）的瞬时频率为

$$f = \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi}{dt} = f_c + \frac{2v_r f_c}{c} \tag{7.11}$$

式（7.11）的第二项表示接收信号频域的移动，它起源于物体的径向运动。这种频率的移动是多普勒效应，并且这项频移称为多普勒频率 f_D

$$f_D = \frac{2v_r f_c}{c} \tag{7.12}$$

正的频移表示朝向雷达运动，相反，负的频移表示远离雷达运动。因此，基于多普勒频移的简单频率分析可以用于测量物体的径向速度和径向方向。

物体相对于雷达天线宽边方向的角度测量主要由天线的结构确定。对于窄波束天线，为了测量物体的角度，唯一需要知道的是接收机的指向。对于使用单个天线的宽波束系统，直接精确测量角度是不可能的。宽波束系统采用多个天线，角度可以采用多种“到达角”技术进行估计。

雷达系统测量物体的 4 个基本量为距离、反射率、速度和角度。距离由式（7.6）的延时确定；反射率由式（7.8）确定；速度由式（7.12）的多普勒频移确定。在多种安防遥感应用中，以上每一个物理量都是有用的。距离、径向速度和角度的测量对运动人体的检测和人体活动分类是重要的；违禁品检测依赖于距离和角度，或反射率和角度形成的图像。人类生物学现象，如呼吸和心跳的检测依赖于速度测量。

7.1.2 雷达距离方程

雷达距离方程是描述雷达接收功率与雷达系统、物体和传播媒介参数关系的基本方程。雷达接收机接收到的功率可以这样来描述：首先，考虑系统包含一个发射机和一个接收机，并且它们具有全向天线，且发射信号时，发射天线与接收天线之间无物体，如图 7.3 所示。雷达发射机产生发射功率 P_t，通过天线辐射出去。入射到接收天线处的功率密度为

$$S_r = \frac{P_t}{4\pi R^2} \tag{7.13}$$

其中 R^2 项反映了波前扩展是距离的函数，以便使功率在全空间的积分等于 P_t，满足能量守恒，

$$\iint_{\Omega} S_r d\Omega = P_t \tag{7.14}$$

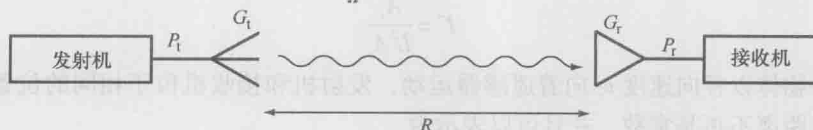


图 7.3　自由空间中发射机与接收机之间的功率传输（P_t 和 P_r 是发射和接收的功率，G_t 和 G_r 是发射和接收天线的增益）

具有有效孔径尺寸 A_r 的接收天线接收到的功率为

$$P_r = S_r A_r \tag{7.15}$$

对于全向天线，其增益为 1，并且有效孔径由式（4.113）给出，重写如下

$$A_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} \tag{7.16}$$

因此，接收功率为

$$P_r = P_t \left(\frac{\lambda}{4\pi R}\right)^2 \tag{7.17}$$

对实际天线，发射天线和接收天线的增益将远大于 1，因此接收功率为

$$P_r = P_t G_t G_r \left(\frac{\lambda}{4\pi R}\right)^2 \tag{7.18}$$

式中，G_t 和 G_r 分别是发射天线和接收天线的增益。

式（7.18）是弗里斯传输公式，它描述了系统在自由空间中单程传输时接收信号的功率[7]。

为了推导双程雷达测量的接收功率，考虑系统照射一个反射率为 Γ 的物体，并且接收反射能量，如图 7.1 所示，其中系统具有分离的发射天线和接收天线。入射到物体处的功率密度为

$$S_i = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \tag{7.19}$$

物体重新辐射一部分入射功率，此部分功率与物体反射率成正比。反射功率可以用反射功率与入射功率密度的比值来描述

$$\sigma = \frac{P_s}{S_i} \tag{7.20}$$

这称为物体的雷达散射截面。雷达散射截面的单位是 m^2，同时其数值与物体的物理尺寸并不直接相关。雷达散射截面表示一个理想全反射表面的面积，其反射的功率与物体反射回接收机的功率相等。

反射回接收机的功率（后向散射功率）因此可以表示为

$$P_s = \sigma S_i = \frac{P_t G_t \sigma}{4\pi R^2} \tag{7.21}$$

后向散射的功率本质上是物体“发射”的功率，因此在接收天线处的功率密度为

$$S_r = \frac{P_s}{4\pi R^2} \tag{7.22}$$

雷达的接收功率为

$$P_r = S_r A_r = S_r G_r \frac{\lambda^2}{4\pi} \tag{7.23}$$

或

$$P_r = P_t \frac{G_t G_r \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \tag{7.24}$$

如果将雷达和物体之间信号穿过大气和所有媒质的总传播损耗 L 全部考虑进来，则接收功率可以表示为

$$P_r = P_t \frac{G_t G_r \sigma \lambda^2 L^2}{(4\pi)^3 R^4} \tag{7.25}$$

这就是雷达方程，它表述的一个重要结论是雷达接收的功率反比于距离的四次方。这种功率损耗是由于双程扩散损耗导致的，它是雷达设计中要考虑的一个重要因素。

雷达方程描述了接收天线输出端接收到的信号功率，但是并没有描述雷达检测这一个信号的能力。最小可检测信号以第5章所描述的系统噪声参数来定义，通常它比噪底高3dB。然而为了达到足够的检测概率，许多雷达应用所要求的信噪比远大于3dB。在这种情况下，最小可检测信号功率 P_{min} 随应用变化，P_{min} 与噪底之差定义为最小可检测信噪比 SNR_{min}。雷达可检测反射信号的最大距离可由式（7.25）以及雷达要求的最小接收功率 P_{min} 获得，

$$R_{max} = \left[\frac{P_t G_t G_r \sigma \lambda^2 L^2}{P_{min}(4\pi)^3}\right]^{\frac{1}{4}} \tag{7.26}$$

回顾接收机的噪声系数为

$$F = \frac{P_i/N_i}{P_o/N_o} \tag{7.27}$$

式中，P_i 和 P_o 分别是输入、输出信号的功率；N_o 是输出噪声功率。

输入噪声功率为

$$N_i = kT\Delta f \tag{7.28}$$

当 $P_i = P_{min}$ 时，

$$P_{min} = FkT\Delta f SNR_{min} \tag{7.29}$$

其中 SNR_{min} 是要求的最小信噪比。因此，最大距离为

$$R_{max} = \left[\frac{P_t G_t G_r \sigma \lambda^2 L^2}{(4\pi)^3 FkT\Delta f\, SNR_{min}}\right]^{\frac{1}{4}} \tag{7.30}$$

式（7.30）就是雷达距离方程，它基于系统、物体、传输媒质和最小可检测信噪比等参数给出了一个信号可以被检测的最大距离。

7.2 发射机系统

7.2.1 发射机功能

主动系统由一个发射机和一个接收机组成，它们共同形成一个收发机。发射机产生设计的信号波形，并从天线广播出去。接收机收集和测量被物体后向散射的信号。一个简单的发射机可能只包含一个单频信号发生器和一个天线。一个更加典型更加复杂的发射机包含一个振荡器、一个基带信号发生器、一个混频器和一个高功率放大器，

如图7.4所示。振荡器用于产生一个接近载频的单频信号；基带信号发生器产生要求的信号波形；混频器将基带信号上变频到载波频率；高功率放大器增加发射信号的功率。发射相干脉冲的系统在本振之后包含一个脉冲功率放大器，它本质上是切换本振信号的接通和断开。

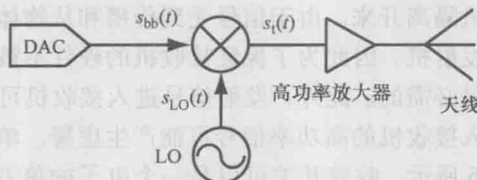


图7.4 上变频发射机包含一个本振产生信号 S_{LO} (t)，一个基带信号发射器（比如数字-模拟转换器）产生 S_{bb} (t)，上变频混频器和高功率放大器

混频器将基带信号与本振通过非线性乘法，将基带信号变换到要求的载波频率。基带信号以基带频率f_{bb}为中心，并且被幅度和/或相位调制。一个通用的发射波形是

$$s_{bb}(t)=A(t)\cos\left[2\pi f_{bb}t+\phi(t)\right] \tag{7.31}$$

式中，A (t) 是幅度调制；ϕ (t) 是相位调制。

本地振荡器产生一个单频信号

$$s_{LO}(t)=A_{LO}\cos\left(2\pi f_{LO}t+\phi_{LO}\right) \tag{7.32}$$

混频器是非线性设备，如5.4.2节所讨论的，因此它在如下的频率上产生交调产物

$$m2\pi f_{bb}\pm n2\pi f_{LO},m=0,1,2,\cdots,n=0,1,2,\cdots \tag{7.33}$$

对于上变频混频器，感兴趣的结果为$f_{LO}\pm f_{bb}$，如图7.5所示。典型地，$f_{bb}\ll f_{LO}$，因此载波频率f_c接近f_{LO}。在基带产生具有要求波形特性的信号要比直接在微波或毫米波调制产生要容易。数字-模拟转换器在发生设备带宽限制的要求内，可以产生任意要求的基带信号。此基带信号可以被上变频至毫米波载频。因此相对于本振频率，差频信号呈现为边带信号；如有要求的载波频率为$f_{LO}+f_{bb}$，信号被称为上边带，如果要求的载波频率为$f_{LO}-f_{bb}$，信号称为下边带。而不期望获得的信号边带称为镜像频率。可以滤除不期望边带的混频器称为镜像抑制混频器。发射信号可以表示为

$$s_t(t)=A_t(t)\cos\left[2\pi(f_{LO}\pm f_{bb})t+\phi(t)+\phi_{sys}\right] \tag{7.34}$$

式中，A_t 包含放大器和上变频器的增益和损耗影响；ϕ_{sys}是通过系统的总相移，包括本振相位和混频器相位。

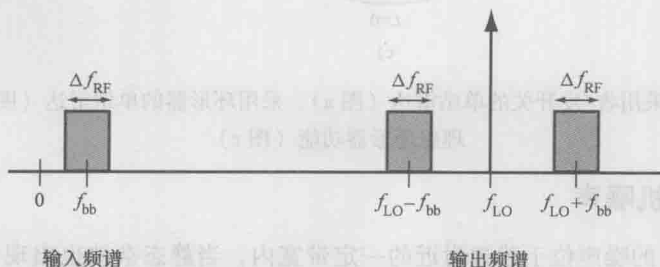


图7.5 一个典型的毫米波上变频器的输入输出信号频谱

为了增大发射功率，在天线之前使用高功率放大器是很普遍的。然而，放大器会引入附加的失真，包括输入频率的谐波和交调，如第5章所描述。如果要求发射机工作在线性区域，那么必须考虑放大器的压缩点。

单站雷达的天线既用于发射也用于接收。为了促进天线的重复使用，必须引入一个部件将接收机与发射机隔离开来。由于信号受到传播和从物体反射的损耗，接收机的接收信号功率远低于发射机。因此为了保证接收机的硬件不被从发射机泄露的高功率发射信号损坏，隔离是必需的。此外，发射信号进入接收机可能影响接收机的检测算法，直接从发射机进入接收机的高功率信号可能产生虚警。单站雷达系统采用收发开关或环形器，如图7.6所示。收发开关可以是一个电子的单刀双掷介质开关，或者对高功率系统来说是一个机械继电开关。环形器是一个无源三端口器件，它可以使信号围绕端口进行单向传输。它允许信号从端口1至端口2方向和端口2至端口3方向几乎无损耗地传输，而沿相反方向传输时有非常高的衰减。如果发射信号与端口1相连，天线与端口2 相连，接收机与端口3相连。任何发射信号将定向到天线发射出去，任何接收信号将定向给接收机，因此雷达系统可以同时发射、接收信号。然而，由于阻抗不匹配导致的天线反射回来的发射信号将直接传输至接收机，因此，为了降低反射，天线的良好匹配是很重要的。

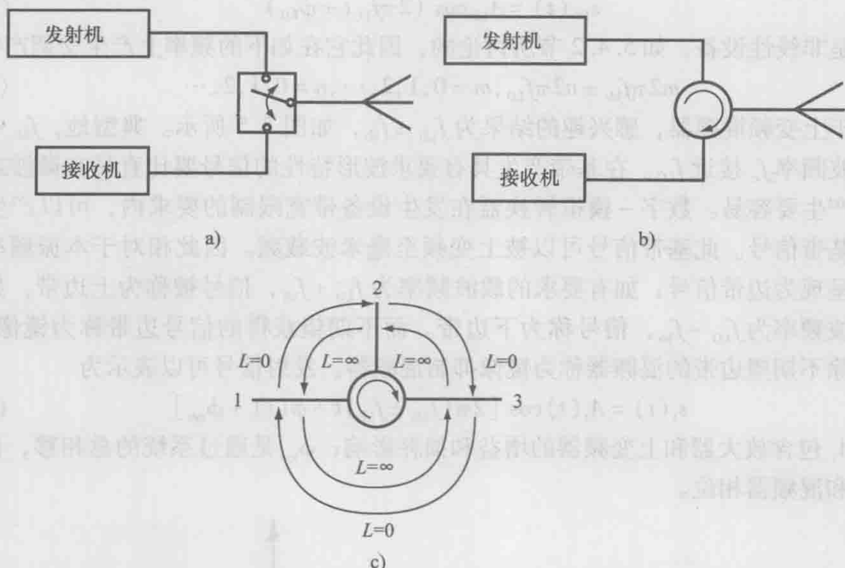


图7.6 采用收/发开关的单站雷达（图a）、采用环形器的单站雷达（图b）和理想环形器功能（图c）

7.2.2 发射机噪声

发射机产生的噪声位于载频附近的一定带宽内，当静态杂波也出现在回波信号中时，它可以掩盖具有低多普勒频移的回波信号。发射机的理想本振信号是一个0Hz 带

宽的单频信号。显然这样的信号是不实际的，只需考虑这样一个事实，0Hz 带宽的信号需要无限长的时间周期。此外，产生本振信号的装置也是非理想的，在信号上引入了附加的噪声效应。引入的噪声包括幅度调制噪声和频率调制噪声，后者经常在时域里进行分析，而在该情况下它被称为相位调制噪声。幅度调制和相位调制噪声的效应如图7.7a 和图7.7b 所示。非理想的本振产生一个在载频上具有强峰值、在载频附近扩展的信号，如图7.8 所示。一个有噪声的本振信号是式（7.32）给定的本振信号上加入幅度和相位调制

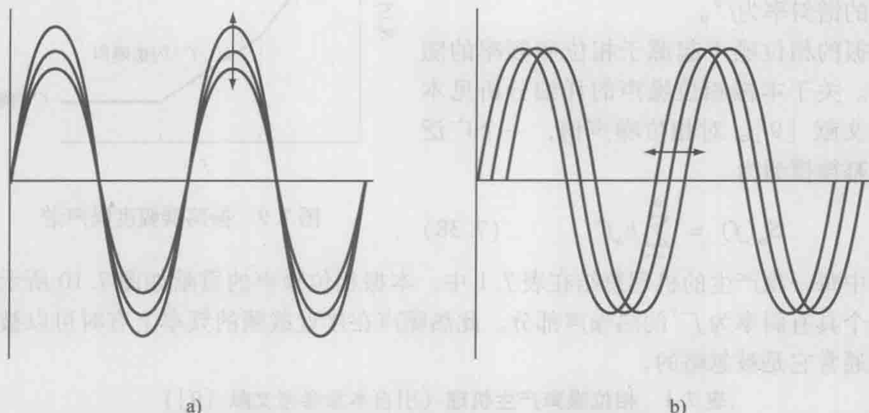


图7.7 幅度噪声时域表示（图a）和相位噪声时域表示（图b）

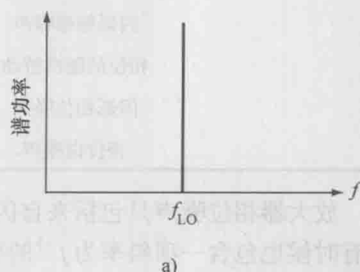
$$s_{LO}(t)=A_{LO}[1+\varepsilon(t)]\cos[2\pi f_{LO}t+\phi(t)] \tag{7.35}$$

式中，$\varepsilon(t)$ 是幅度调制噪声；$\phi(t)$ 是相位调制噪声。

因此，噪声的作用相当于对理想信号的调制。典型地，

$$\varepsilon(t)\ll 1 \text{ 且 } \phi(t)\ll 1 \tag{7.36}$$

由于噪声被包含在载频附近的一定带宽内，对有噪信号的倍频或上变频会导致噪声的增加。比如，考虑一个有噪信号，载频为 f_c，噪声位于 $f_c \pm 100$Hz，功率为 -50dBc。其中 dBc 是以 dB 表示的相对于载频信号功率的噪声功率电平。如果信号被倍频至 $2f_c$，带宽也将增加，位于 $2f_c \pm 100$Hz 的噪声功率将会是 -44dBc，或者说每次倍频增加 6dB。相似地，对信号进行分频将降低噪声功率，每次半分频将降低 6dB。



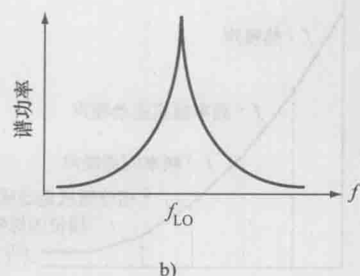


图7.8 理想单频振荡器（图a）和带有噪声的实际振荡器（图b）

幅度噪声是由信号幅度的随机起伏引起的，通常它引入的噪声功率比相位噪声小。因此，人们通

常不考虑幅度噪声，而更关注较大的相位噪声。本振幅度噪声方面，少有公开出版的研究文献。然而，一个幂律模型被建议用来近似噪声幅度功率谱 $S_{\varepsilon}(f)$[8]

$$S_{\varepsilon}(f) = \sum_{n=-2}^{0} h_n f^n \tag{7.37}$$

幅度调制谱模型包含来自3个主要机理方面的贡献，如图7.9所示。幅度的随机走动具有斜率 f^{-2}，幅度闪烁具有斜率 f^{-1}，白噪声产生的谱斜率为 f^0。

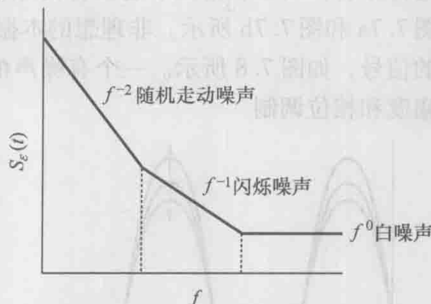


图7.9 振荡器幅度噪声谱

本振的相位噪声起源于相位和频率的随机起伏。关于本振相位噪声的详细分析见本章参考文献［9］。对相位噪声谱，一个广泛使用的幂律模型为

$$S_{\phi}(f) = \sum_{n=-4}^{0} h_n f^n \tag{7.38}$$

其中每一项产生的机理总结在表7.1中。本振相位噪声的贡献如图7.10所示，它包含一个具有斜率为 f^{-5} 的热噪声部分。此热噪声在接近载频的频率上有时可以被观察到，但通常它是被忽略的。

表7.1 相位噪声产生机理（引自本章参考文献［9］）

频率的随机游动	f^{-4}
闪烁频率噪声	f^{-3}
相位的随机游动	f^{-2}
闪烁相位噪声	f^{-1}
相位白噪声	f^{0}

放大器相位噪声只包括来自闪烁相位噪声和白相位噪声的贡献，如图7.11所示。它有时候也包含一项斜率为 f^{-5} 的项，并且在放大器的非常接近中心频率的噪声测量中经常可以被观察到，它起源于热噪声[9]。

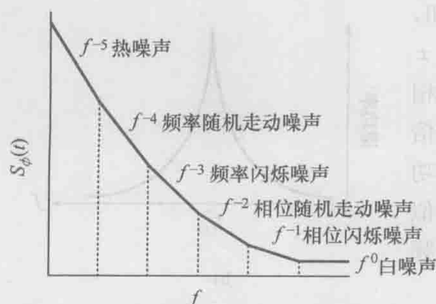


图7.10 振荡器相位噪声谱

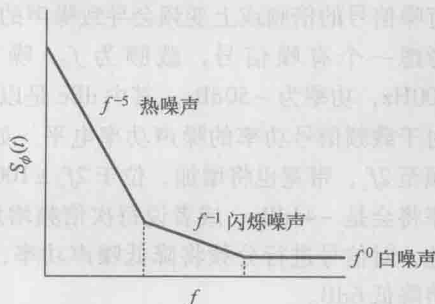


图7.11 放大器相位噪声谱

7.2.3　毫米波振荡器

微波振荡器可以采用固态技术生产，并且具有低噪声特性。然而，频率扩展到几百 GHz 的低噪声毫米波振荡器生产起来要困难得多。毫米波振荡器采用电子振荡器、固态振荡器，或者低频振荡器与倍频器组合构成[10,11]。在非常低的频率，晶体振荡器产生噪声特性好的信号，然而其输出在兆赫兹的范围内，因此需要多个乘法步骤以产生微波频率，而这些步骤恶化了噪声性能。固态电压控制振荡器（Voltage Controued Oscillator，VCO），比如柯比兹振荡器、晶体管振荡器或介质谐振振荡器（Dielectric Resonator Osciuator，DRO），可以产生频率高达几十 GHz 的信号，从而可以倍频至毫米波频率。频率倍频采用变容二极管实现，变容二极管的电抗通过改变节电容值来变化。变容二极管产生输入射频信号的谐波分量，需要的谐波通过滤波器进行选择。倍频链可以产生超过 300GHz 的频率。然而信号的噪声以 6dB 每倍频进行增长，这能导致非常严重的噪声恶化。

在毫米波频率，可以采用固态振荡器。然而它们的效率通常远小于更低频率的固态电压控制振荡器。通常电子管振荡器对实际的安防遥感器来说太大了，然而它们可以产生高输出功率，因此经常被用于军用和商用雷达。由于尺寸上的原因，固态振荡器通常应用于安防遥感器。毫米波固态振荡器设备普遍基于二极管电路，并通常通过将二极管耦合到微带电路或波导进行设计。波导电路可以提供高输出功率，并且在吉赫兹范围内普遍使用波导电路，这是因为在这个频率范围内微带线具有更高的损耗。频率调谐设备采用机械调谐或电子调谐。电子调谐采用可变电容或磁力调谐铁氧体球，比如钇铁石榴石。可变电容通常具有高的调谐带宽（大于 1GHz/μs，与大约 1MHz/μs 的 YIG 球相比），然而铁氧体球调谐器通常具有更好的调谐线性性质。

最常用的固态毫米波振荡器是崩越二极管和耿氏二极管振荡器。崩越二极管振荡器基于二极管内雪崩击穿的倍增效应，利用这个效应可以在外加的射频信号电压与所引发的外部电流信号之间引入一个相位差。这个相位差如果大于 90°，将导致一个负的电抗。通过对二极管内部不同区域进行设计，可以使负电抗发生在要求的毫米波频率。已经证实，采用砷化镓的崩越二极管振荡器可以产生超过 250GHz 的频率。然而，由于雪崩击穿的统计属性，它们的相位噪声通常比耿氏二极管振荡器差。

耿氏二极管振荡器基于迁移电子效应。迁移电子效应是指当在半导体上加上一个电场，在阴极附近产生电荷偶极子，偶极子漂移到阳极，产生电流脉冲，并且这一过程重复进行。相应的振荡频率取决于半导体的漂移速度 v_s 和设备的长度 l

$$f_c = \frac{v_s}{l} \tag{7.39}$$

其中，对于砷化镓，$v_s \approx 10^7 \mathrm{cm/s}$，因此，振荡频率为

$$f_c = l^{-1} 10^7 \mathrm{Hz} \tag{7.40}$$

其中 l 的测量单位是 cm。耿氏二极管振荡器具有大约 10% 的效率，相对于崩越二极管振荡器，它产生更低的输出功率。然而，它们的相位噪声特性更好，因此通常被用于毫米波安防遥感器。商业上可以利用的耿氏二极管振荡器可高于 110GHz，并且具有好

的相位噪声特性。

7.3 雷达测量灵敏度

雷达测量的灵敏度以测量的方均根误差进行定义。与辐射计的灵敏度相似，雷达测量的灵敏度描述了一次测量可以获得的精度。与之相比，雷达测量的分辨率以一个特定的分辨率单元确定，比如对距离测量，脉冲宽度定义了一次测量的精度，它给定了一个特定的门限值，并且这个值是可以得知的。例如，在进行频率测量以确定径向速度时，通常4dB谱线信号宽度被作为分辨率的门限值。任何两个回波信号，如果它们的频率响应占据的带宽大于定义的分辨率，则称它们是可分辨的；相反，当它们的频率响应占据的带宽小于分辨率时，称它们是不可分辨。因此，测量分辨率是一个导出量，由检测工作中产生作用的一个已经存在的门限值确定。然而，测量的灵敏度由测量误差的方均根。实际上对距离、速度和角度测量，方均根误差由噪声确定。本节对于距离、频率和角度测量理论上的方均根误差进行回顾，详细的分析由什科尔尼克[1]和巴顿[2]给出。

7.3.1 测量误差

对于给定的雷达测量，方均根误差具有这样的形式

$$\sigma = C\sqrt{\frac{N_0}{2E}} \tag{7.41}$$

式中，C 是一个常数，它取决于给定测量中特定的分辨率单元；N_0 是1Hz带宽内的噪声功率，$N_0 = kT_{\text{sys}}$；E 是信号能量。

比率 E/N_0 是最大信噪比，通过匹配滤波器获得（见7.6.2节）[2]

$$SNR_{\text{匹配滤波器}} = \frac{E}{N_0} \tag{7.42}$$

因此，方程式（7.41）说明测量误差被信噪比减小了。因此，通过增加信噪比可以使误差变得任意小。换句话说，测量误差根本上受限于系统噪声。下面的方均根值测量误差方程假定信噪比足够高，以致对于给定的测量，信号的幅度远大于检测门限[12]。

对于距离、速度和角度的每一个量的测量，存在一个分辨率单元定义了测量的分辨率。对每一个量的测量，也存在一个方均根误差单元，与信噪声比一起定义了测量的方均根误差。我们将在下面的讨论中对它们进行描述。表7.2总结了测量和分辨率单元。注意在它们各自的变换坐标里，方均根误差单元等效于分辨率单元。

表7.2 雷达测量和分辨率单元[2]

测量	分辨率单元	方均根误差单元
距离	时间延迟 t_r	带宽方均根误差 β
频率	信号带宽 Δf	脉冲宽度方均根误差 α
角度	带宽 θ_{BW}	口径宽度方均根误差 γ

7.3.1.1　距离测量误差

对物体的距离测量本质上是对回波信号时间延迟的测量。对具有傅里叶变换 $S(f)$ 的信号 $s(t)$，时间延迟测量的方均根误差为

$$\sigma_t = \frac{1}{\beta}\sqrt{\frac{N_0}{2E}} \tag{7.43}$$

其中方均根带宽 β 定义为

$$\beta^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (2\pi f)^2 \ |S(f)|^2 \mathrm{d}f}{\int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 \mathrm{d}f} \tag{7.44}$$

式（7.44）的分子是能谱的二阶矩，同时分母是信号的总能量。

7.3.1.2　频率测量误差

通过多普勒频移测量径向速度即是测量信号频率。信号频率测量的方均根误差为

$$\sigma_f = \frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{N_0}{2E}} \tag{7.45}$$

其中信号的均方根时间周期定义为

$$\alpha^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (2\pi t)^2 s\ (t)^2 \mathrm{d}t}{\int_{-\infty}^{\infty} s\ (t)^2 \mathrm{d}t} \tag{7.46}$$

其中分子为信号分布的二阶矩，式（7.46）的分母是信号的总能量，与式（7.44）一样。这可以通过帕斯维尔理论预见。帕斯维尔理论说明：对一个函数的二次方积分等于其傅里叶变换的二次方积分。因此

$$\int_{-\infty}^{\infty} s\ (t)^2 \mathrm{d}t = \int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 \mathrm{d}f = E \tag{7.47}$$

7.3.1.3　角度测量误差

返回信号的角度测量方均根误差为

$$\sigma_\theta = \frac{1}{\gamma}\sqrt{\frac{N_0}{2E}} \tag{7.48}$$

其中方均根天线孔径宽度 γ 定义为

$$\gamma^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)^2 |A(x)|^2 \mathrm{d}x}{\int_{-\infty}^{\infty} |A(x)|^2 \mathrm{d}x} \tag{7.49}$$

其中 $A(x)$ 是天线孔径上的照射函数，它描述了天线孔径沿 x 方向的电流分布，它可能是均匀的，或者是为了减少旁瓣而削锥的。

7.3.1.4　举例

下面对矩形脉冲和均匀孔径照射的简单情况，给出了一个方均根测量误差的例子。

简单的矩形脉冲为

$$s(t)=\Pi\left(\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_{\mathrm{c}}t} \tag{7.50}$$

其傅里叶变换为

$$S(f)=\mathrm{sinc}[\pi(f-f_{\mathrm{c}})\tau] \tag{7.51}$$

不失一般性，信号可以被认为下变频至基带，因此

$$s_{\mathrm{bb}}(t)=\Pi\left(\frac{t}{\tau}\right) \tag{7.52}$$

且

$$S_{\mathrm{bb}}(f)=\mathrm{sinc}(\pi f\tau) \tag{7.53}$$

下标 bb 表示基带，在下面的描述中为了简便将被舍去。

根据式（7.53），由谱信号表示的方均根带宽为

$$\beta^2=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi f)^2\mathrm{sinc}^2(\pi f\tau)\,\mathrm{d}f}{\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{sinc}^2(\pi f\tau)\,\mathrm{d}f}=\frac{4\pi^2\int_{-\infty}^{\infty}\sin^2(\pi f\tau)\,\mathrm{d}f}{\int_{-\infty}^{\infty}f^{-2}\sin^2(\pi f\tau)\,\mathrm{d}f} \tag{7.54}$$

式（7.54）的分子为

$$4\pi^2\int_{-\infty}^{\infty}\sin^2(\pi f\tau)\,\mathrm{d}f=4\pi^2\left[\frac{f}{2}-\frac{1}{4\pi}\sin(2\pi f\tau)\right]_{f=-\infty}^{f=\infty}=\infty \tag{7.55}$$

将这个结果代入式（7.43），得 $\sigma_t=0$。也就是说，对于一个理想矩形脉冲，时间延迟测量理论上没有误差。这是由于假设理想矩形脉冲，上升时间为0，如图7.12a所示。接收脉冲的幅度变化是瞬时的，并且没有遭受噪声影响。注意信噪比假定为足够高，以至于脉冲信号的幅度远大于检测门限。因此，脉冲幅度不受噪声影响。然而，如果上升时间是有限的，过渡区将会受噪声影响。

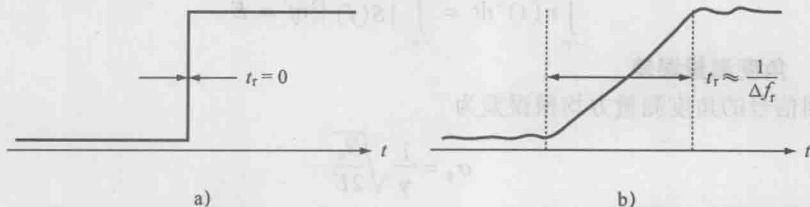


图7.12　具有无限带宽和零上升时间的脉冲信号（图a）和具有有限带宽和非零上升时间的脉冲信号（图b）（带宽与上升时间近似成反比关系）

实际上，式（7.55）给出的结论源于信号的带宽是无限的假设。对于实际脉冲，由于脉冲信号有限的带宽，上升时间将不会为0，如图7.12b所示。对于带限脉冲，带宽近似反比于上升时间

$$\Delta f_{\mathrm{r}}=\frac{1}{t_{\mathrm{r}}} \tag{7.56}$$

然后，方均根带宽为

$$\beta^2 = \frac{4\pi^2 \int_{-\Delta f_r/2}^{\Delta f_r/2} \sin^2(\pi f \tau)\, df}{\int_{-\Delta f_r/2}^{\Delta f_r/2} f^{-2} \sin^2(\pi f \tau)\, df} \tag{7.57}$$

式（7.57）的分子为

$$4\pi^2 \int_{-\Delta f_r/2}^{\Delta f_r/2} \sin^2(\pi f \tau)\, df = 4\pi^2 \left[\frac{\Delta f_r}{2} - \frac{1}{2\pi\tau} \sin(\pi \Delta f_r \tau) \right] \tag{7.58}$$

且分母为

$$\int_{-\Delta f_r/2}^{\Delta f_r/2} f^{-2} \sin^2(\pi f \tau)\, df = 2\pi\tau \mathrm{Si}(\pi \Delta f_r \tau) + \frac{1}{\Delta f}[\cos(\pi \Delta f_r \tau) - 1] \tag{7.59}$$

其中 $\mathrm{Si}(x)$ 为正弦积分，可表示为[13]

$$\mathrm{Si}(x) = \int_0^x t^{-1} \sin(t)\, dt \tag{7.60}$$

将式（7.58）、式（7.59）代入式（7.57），得到方均根带宽为

$$\beta^2 = \frac{1}{\tau^2} \left\{ \frac{\pi \Delta f_r \tau - \sin(\pi \Delta f_r \tau)}{\mathrm{Si}(\pi \Delta f_r \tau) + [\cos(\pi \Delta f_r \tau) - 1]/\pi \Delta f_r \tau} \right\} \tag{7.61}$$

这个表达式在上升时间远小于脉冲宽度，或 $\tau \to \infty$ 而 Δf_r 为常数时可以简化。正弦积分的大参数极限为

$$\lim_{x \to \infty} \mathrm{Si}(x) = \frac{\pi}{2} \tag{7.62}$$

因此，

$$\lim_{x \to \infty} \beta^2(\tau) = \frac{2\Delta f_r}{\tau} \tag{7.63}$$

因此，对于在上升时间远小于脉冲长度，大参数方均根带宽可表示为

$$\beta_L = \sqrt{\frac{2\Delta f_r}{\tau}} \tag{7.64}$$

将式（7.64）代入式（7.43），可得到方均根时间延时误差，为

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\tau N_0}{4\Delta f_r E}} = \sqrt{\frac{\tau t_r N_0}{4E}} \tag{7.65}$$

因此，对回波信号的时延测量的方均根误差取决于脉冲宽度和上升时间乘积的方均根。实际上，上升时间远小于脉冲持续时间的假设不能总被满足。假定脉冲宽度是上升时间的两倍 $\tau = 2t_r$，代入式（7.61），得

$$\beta \approx \frac{2.1}{\tau} \tag{7.66}$$

此时，方均根时延误差为

$$\sigma_t = \frac{\tau}{2.1} \sqrt{\frac{N_0}{4E}} \tag{7.67}$$

在某些应用中，雷达波形被赋形为有渐变的上升和下降时间，以抑制快速上升产生的带外频谱[1]。这种波形的误差接近式（7.67）的形式。

图 7.13a 显示了方均根带宽作为脉冲宽度与上升时间比率 τ/t_r 的函数，分别采用精确公式（7.61）和采用大参数近似式（7.64）对带限脉冲信号计算方均根带宽。大参数近似符合精确公式的大体趋势。然而，它没有考虑到式（7.61）分子中正弦曲线产生的波动。随着 τ/t_r 增加，分子接近 $\pi\tau/t_r$，因为分子中第一项增加远超过第二项正弦项。图 7.13b 显示了式（7.61）与式（7.64）的百分比误差，其振荡起源于分子中的正弦变化。误差的趋势是减少的。当 $\tau/t_r>25$ 时，最大误差小于 1%。归一化测量误差的一种比较为

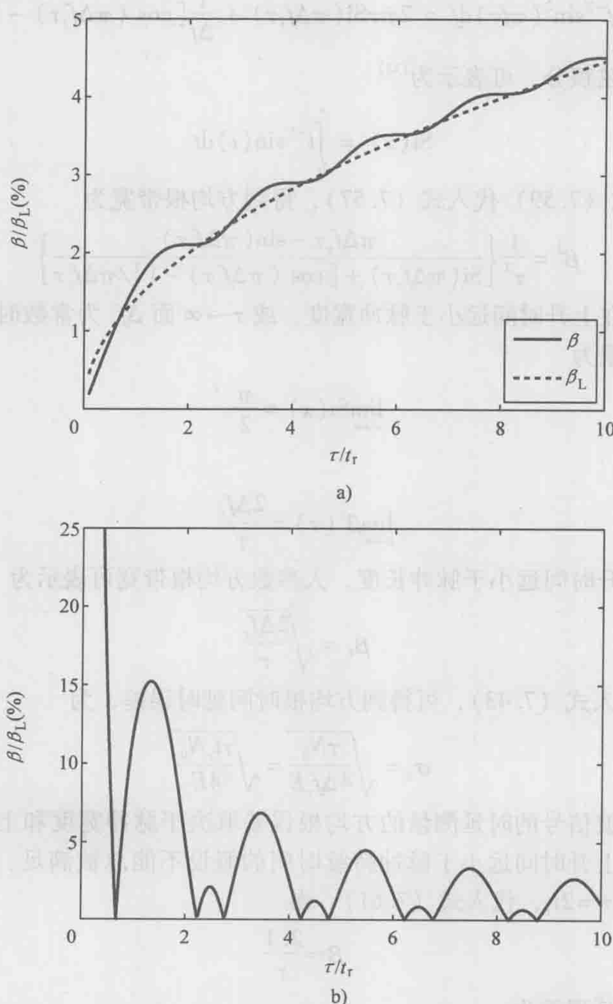


图 7.13 采用精确公式和大参数近似计算的带限脉冲的方均根带宽（图 a）和采用精确公式和大参数近似计算的方均根带宽之间的百分误差（图 b）

$$\sigma_{t,\mathrm{N}}=\sigma_t\sqrt{\frac{2E}{N_0}}=\beta^{-1} \tag{7.68}$$

它采用精确的方均根带宽 $\sigma_{t,\mathrm{N}}$和大参数近似带宽 $\sigma_{t,\mathrm{N,L}}$计算，如图 7.14 所示。对于越低的 τ/t_r 值，方均根带宽的误差越大。这说明对小的 τ/t_r 比值，采用大参数近似会对测量误差产生更严重的影响。

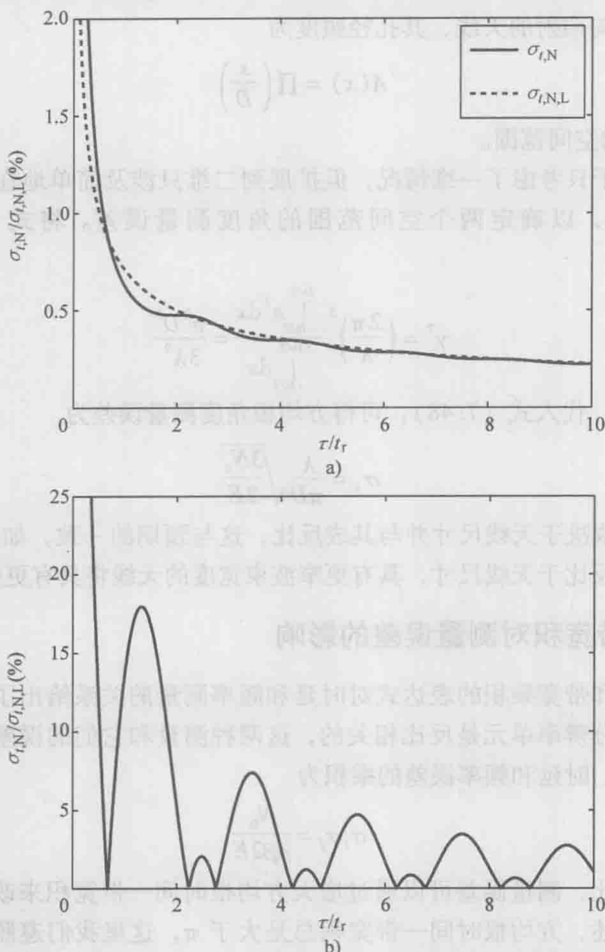


图 7.14 采用精确公式和大参数近似计算的带限脉冲的方均根时延测量误差（图 a）和采用精确公式和大参数近似计算的方均根时间延迟误差之间的百分误差（图 b）

对理想的矩形脉冲信号式（7.52），方均根持续时间为

$$\alpha^2=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi t)^2\prod\left(\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{d}t}{\int_{-\infty}^{\infty}\prod\left(\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{d}t}=\frac{4\pi^2\int_{-\tau/2}^{\tau/2}t^2\mathrm{d}t}{\int_{-\tau/2}^{\tau/2}\mathrm{d}t}=\frac{\pi^2\tau^2}{3} \tag{7.69}$$

将式（7.69）代入式（7.45），得方均根频率误差为

$$\sigma_f = \frac{1}{\pi\tau}\sqrt{\frac{3N_0}{2E}} \tag{7.70}$$

在此情况下，分辨率单元是持续时间，且由于其有限长度，方均根测量误差可以采用理想矩形脉冲来计算。

回波信号角度测量的方均根误差取决于天线波束宽度的分辨率单元。对于孔径长度为 D 且具有均匀照射的天线，其孔径照度为

$$A(x) = \Pi\left(\frac{x}{D}\right) \tag{7.71}$$

式中，x 为天线的空间范围。

尽管这个例子只考虑了一维情况，但扩展到二维只涉及简单地在正交维度上重复相同的处理过程，以确定两个空间范围的角度测量误差。将式（7.71）代入式（7.49），得

$$\gamma^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{\int_{-D/2}^{D/2} x^2 \mathrm{d}x}{\int_{-D/2}^{D/2} \mathrm{d}x} = \frac{\pi^2 D^2}{3\lambda^2} \tag{7.72}$$

将式（7.72）代入式（7.48），可得方均根角度测量误差为

$$\sigma_\theta = \frac{\lambda}{\pi D}\sqrt{\frac{3N_0}{2E}} \tag{7.73}$$

因此，角度误差取决于天线尺寸并与其成反比，这与预期的一致，如第 4 章所描述的，天线的波束宽度反比于天线尺寸，具有更窄波束宽度的天线将具有更好的角度精度。

7.3.2 时间带宽积对测量误差的影响

方均根时间和带宽乘积的表达式对时延和频率测量的关系给出了深刻的见解。因为这两种测量的分辨率单元是反比相关的，这两种测量和它们的误差根本上是联系在一起的。实际上，时延和频率误差的乘积为

$$\sigma_t \sigma_f = \frac{N_0}{\alpha\beta 2E} \tag{7.74}$$

对于确定的信噪比，测量误差可以通过增大方均根时间—带宽积来改善。这需要宽带长脉冲。如下所述，方均根时间—带宽积总是大于 π，这里我们遵照什科尔尼克在本章参考文献［14］中对这一关系的推导。

均方根时间带宽积由式（7.44）和式（7.46）获得，为

$$\alpha\beta = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} (2\pi t)^2 s^2(t)\,\mathrm{d}t \int_{-\infty}^{\infty} (2\pi f)^2 \, |S(f)|^2 \mathrm{d}f}{\int_{-\infty}^{\infty} s^2(t)\,\mathrm{d}t \int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 \mathrm{d}f}} \tag{7.75}$$

根据帕斯维尔定理，分母中的两个积分相等，因此

$$\alpha\beta = \frac{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi t)^2 s^2(t)\,\mathrm{d}t\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi f)^2\,|S(f)|^2\mathrm{d}f}}{\int_{-\infty}^{\infty}s^2(t)\,\mathrm{d}t} \tag{7.76}$$

利用时域和频域信号的傅里叶变换关系

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty}S(f)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi ft}\mathrm{d}f \tag{7.77}$$

时域信号的二阶导数为

$$\frac{\mathrm{d}^2 s(t)}{\mathrm{d}t^2} = -\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi f)^2 S(f)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi ft}\mathrm{d}f \tag{7.78}$$

因此，式（7.76）分子的第二项积分可以写为

$$\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi f)^2\,|S(f)|^2\mathrm{d}f = \int_{-\infty}^{\infty}(2\pi f)^2 S(f)S^*(f)\,\mathrm{d}f = -\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2 s(t)}{\mathrm{d}t^2}s(t)\,\mathrm{d}t \tag{7.79}$$

这可以用部分积分计算，如果信号假定为有限持续时间，即

$$\lim_{t\to\pm\infty}s(t) = 0 \tag{7.80}$$

并积分结果为

$$-\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2 s(t)}{\mathrm{d}t^2}s(t)\,\mathrm{d}t = \int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{\mathrm{d}s(t)}{\mathrm{d}t}\right]^2\mathrm{d}t \tag{7.81}$$

因此方均根时间带宽积为

$$\alpha\beta = \frac{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi t)^2 s^2(t)\,\mathrm{d}t\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{\mathrm{d}s(t)}{\mathrm{d}t}\right]^2\mathrm{d}t}}{\int_{-\infty}^{\infty}s^2(t)\,\mathrm{d}t} \tag{7.82}$$

因为信号 $s(t)$ 具有有限能量，它是二次方可积的。因此可以应用柯西—希瓦兹不等式，它描述了两个二次方可积函数 $f(x)$ 和 $g(x)$ 满足如下关系

$$\int_{-\infty}^{\infty}|f(x)|^2\mathrm{d}x\int_{-\infty}^{\infty}|g(x)|^2\mathrm{d}x \geqslant \left|\int_{-\infty}^{\infty}f(x)g(x)\,\mathrm{d}x\right|^2 \tag{7.83}$$

因此，式（7.82）的分子满足

$$\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi t)^2 s^2(t)\,\mathrm{d}t\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{\mathrm{d}s(t)}{\mathrm{d}t}\right]^2\mathrm{d}t \geqslant \left[\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi t)s(t)\,\frac{\mathrm{d}s(t)}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}t\right]^2 \tag{7.84}$$

对此利用部分积分，得

$$\left[\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi t)s(t)\,\frac{\mathrm{d}s(t)}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}t\right]^2 = \left[\pi\int_{-\infty}^{\infty}s^2(t)\,\mathrm{d}t\right]^2 \tag{7.85}$$

因此，

$$\int_{-\infty}^{\infty}(2\pi t)^2 s^2(t)\,\mathrm{d}t\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{\mathrm{d}s(t)}{\mathrm{d}t}\right]^2\mathrm{d}t \geqslant \left[\pi\int_{-\infty}^{\infty}s^2(t)\,\mathrm{d}t\right]^2 \tag{7.86}$$

将式（7.86）代入式（7.82），得

$$\alpha\beta \geqslant \pi \tag{7.87}$$

因此均方根时间带宽积的下端受限于常数 π。因此，时延和频率测量误差的乘积满足

$$\sigma_t\sigma_f \leqslant \frac{N_0}{\pi 2E} \tag{7.88}$$

这个表达式称为雷达不确定方程。对于给定的信噪比，表达式右边是常数。对于给定的波形，如果不增加时延（或频率）的测量误差，频率（或时延）的测量误差不能减少。然而，波形选择可以增加持续时间和/或带宽，从而改善时延和/或频率测量，这就是误差乘积不是严格等于等式右边常数的原因。

7.4 微多普勒

一个具有非零径向速度的物体在后向散射雷达信号的频率里产生多普勒移动，多普勒频移正比于物体的径向速度［见式（7.12）］。如果物体是由多个散射点组成，多普勒频移将在每个独立的散射点产生。如果散射点以不同的径向速度运动，不管是刚性物体（比如圆锥）的旋转，或者是一个非刚性物体（比如人体）多个部分的运动，每个散射点将产生不同的多普勒频移，因此在雷达回波信号里产生不同的频率。物体作为一个整体的运动称为整体运动，散射点以不同的速度相对于整体运动称为微运动。微运动在时间上的特性是动态的，并且经常是周期性的，这取决于物体。物体的整体运动导致块多普勒频率，而微运动在块多普勒频率附近产生与时间相关的边带频率，这些边带频率称为微多普勒。因为微运动倾向于与时间相关，微多普勒频率也与时间相关。

7.4.1 安防应用中雷达的微多普勒

当雷达系统观察一个在径向有微运动的运动物体或静止物体时，就会产生微多普勒频率。人朝雷达走动时，从躯干、胳膊和腿后向散射的雷达信号产生微多普勒。躯干产生块多普勒频率，同时胳膊和腿的周期性摆动在块多普勒频率附近产生微多普勒。

因此，微多普勒频率包含的信息可以被用于区分物体。不产生微多普勒频率的物体可以容易地辨别为非人体。例如，汽车主要产生块多普勒频移。其他感兴趣的能产生微多普勒频率的物体包括直升机旋转的螺旋桨和进入大气层做滚动和圆锥运动的物体。Chen 在很多应用领域对雷达里的微多普勒分析做过很多开创性的工作，包括那些更早列于本章参考文献［15－19］中的工作。在本章参考文献［19］中，透彻描述了刚性和非刚性物体微运动背后的运动学过程和其导致的微多普勒频率。

对微多普勒特征的分析可以用于物体识别。例如，由于两足动物和四足动物运动的差别，一个朝雷达运动的人的胳膊和腿摆动导致的频移周期与动物（比如一匹马）

腿的摆动导致的频移周期不一样。这种信息包含在频率边带里。然而，频率随时间变化，简单的傅里叶变换不能提取所有信息。如果人腿摆动和动物腿摆动产生的最大微多普勒频率相同，对信号在多个步法周期上的傅里叶变换将简单地扩展在相同的带宽，由于肢体运动的周期性而与时间相关的微多普勒将丢失。

为了复原包含在微多普勒频率中与时间相关的频率信息，采用时频变换对雷达信号在时—频联合域中分析。最通用的时—频变换是短时傅里叶变换，它采用一个窗函数 w （t） 将时域雷达信号划分成更短的时间窗，然后采用标准傅里叶变换进行处理，再将相应的谱集合串联组成时—频图。短时傅里叶变换定义为[15]，

$$\begin{aligned} STFT(t,f) &= \int_{\infty}^{-\infty} s(t')w(t'-t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f t'}\mathrm{d}t' \\ &= \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f t}\int_{\infty}^{-\infty} S(f)W(f-f')\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f' t}\mathrm{d}f' \end{aligned} \tag{7.89}$$

其中第二种形式是在频域中实现。式（7.89）的幅度称为谱图。窗函数 $w(t)$ 和 $W(f)$ 是傅里叶变换对，因此它们的宽度成反比：短时间窗对应宽的频率窗，反之亦然。变换的分辨率正比于窗的长度，小于窗长度的响应趋向于被平均。因此，短时傅里叶变换的时间分辨率和频率分辨率之间存在一个反比关系。更短的时间窗将导致更精细的时间分辨率，但是更粗糙的谱分辨率，反之亦然。

作为短时傅里叶变换的示例，考虑一个由 4 个单频分别为 1GHz、4GHz、8GHz 和 2.5GHz，串联组成的信号，如图 7.15a。信号的傅里叶变换如图 7.15b 所示，其中可以看到 4 个频率上的尖峰。然而 4 个频率的定时信息在傅里叶变换中丢失了，也就是说，它们的出现顺序不能被辨识。信号的谱图如图 7.15c 所示，在短时傅里叶变换里，信号频率的时域变化很容易被辨识。

7.4.2 微多普勒理论

在微波和毫米波安防遥感中，微多普勒分析的主要应用是检测和区分人和非人，和分类人的活动。它们都是通过测量人体运动产生的各种各样的多普勒特征，比如胳膊摆动率、腿摆动率，或特定肢体的存在或缺失。人的运动是非常复杂的，实际上，它是通过测量或基于测量模型的仿真进行分析。为了说明微运动产生的微多普勒，下面是一个简单的旋转螺旋桨叶片运动的例子，详细的分析见本章参考文献［19］。

考虑图 7.16 所示的情形，当具有旋转叶片的物体以块速度接近雷达时，

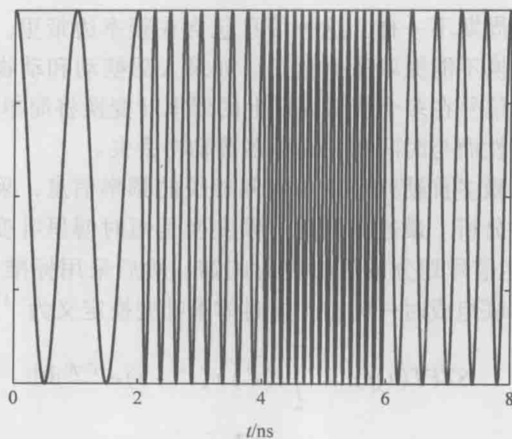
$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{b}} = -v_{\mathrm{b}}\dot{\boldsymbol{x}} \tag{7.90}$$

为简单起见，我们只考虑螺旋桨刀片末端的散射点，螺旋桨边和车体后向散射的信号被忽略。这将使得相应的微运动特征更加容易描述。

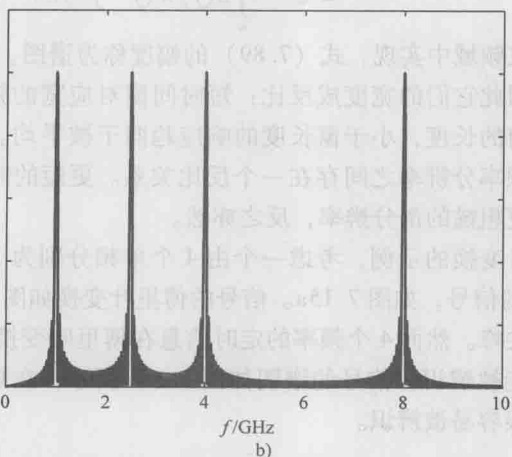
雷达与平台中心的距离为

$$R_{\mathrm{b}}(t) = (\boldsymbol{R}_0 + \boldsymbol{v}_{\mathrm{b}}t)\cdot\dot{\boldsymbol{x}} = R_0 - v_{\mathrm{b}}\cos(\alpha)t \tag{7.91}$$

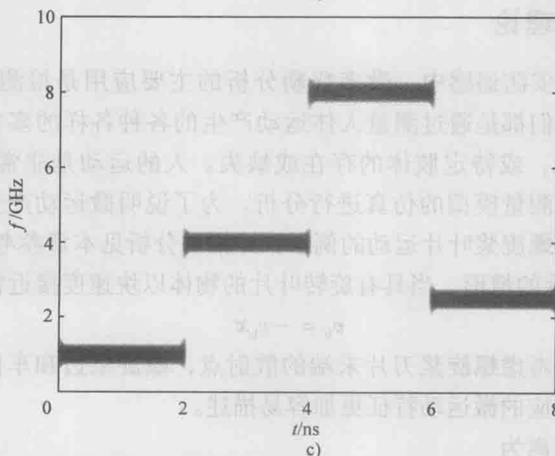
式中，α 是平台运动和雷达侧向之间的角度。到散射点 p_1 的距离为



a)



b)



c)

图 7.15　包含 4 个频率分别为 1GHz、4GHz、8GHz 和 2.5GHz 的步进频信号

a）时域　b）频域　c）联合时—频域

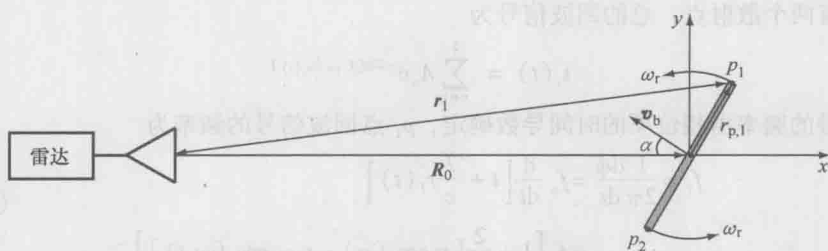


图7.16　由旋转螺旋桨叶片导致微多普勒的位置关系描述

$$r_1(t)=(\boldsymbol{R}_0+\boldsymbol{v}_b t+\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{r}_{p,1})\cdot\hat{\boldsymbol{x}}=R_b(t)+(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{r}_{p,1})\cdot\hat{\boldsymbol{x}} \tag{7.92}$$

其中

$$\boldsymbol{\omega}=-\omega_r\hat{\boldsymbol{z}} \tag{7.93}$$

是具有角速度 ω_r 的螺旋桨角旋转矢量，$\boldsymbol{r}_{p,1}$ 是叶片中心（体中心点）到 p_1 的矢量，为

$$\boldsymbol{r}_{p,1}=\hat{\boldsymbol{x}}r_p\cos(\theta)+\hat{\boldsymbol{y}}r_p\sin(\theta) \tag{7.94}$$

式中，r_p 是叶片中心到端点的距离。

将式（7.91）和式（7.94）代入式（7.92），得

$$r_1(t)=R_0-v_p\cos(\alpha)t+r_p\sin(\omega_r t) \tag{7.95}$$

其中，$\omega_r t=\theta$。

因此，叶片端点的距离在时间上由于 sin（$\omega_r t$）项是振荡的。因此，从散射点 p_1 处返回的复雷达回波信号为

$$s_1(t)=A_1\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_c\left[t+\frac{2}{c}r_1(t)\right]}=A_1\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_c\left\{t+\frac{2}{c}\left[R_0-v_p\cos(\alpha)t+r_p\sin(\omega_r t)\right]\right\}} \tag{7.96}$$

其中散射体的反射率包含在信号的幅度 A_1 里。由于旋转，到 p_1 处的随时间变化的距离如图7.17所示。

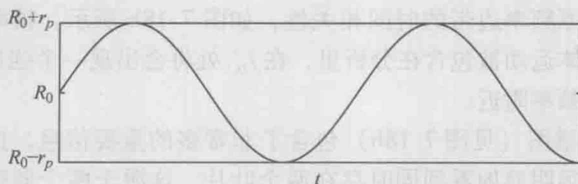


图7.17　由旋转导致的到 p_1 点的随时间变化的距离

到散射点 p_2 的距离也可以相似地获得，然而，既然 p_2 是 p_1 相位上旋转180°，对于 p_2 点，将式（7.96）里的角度项 $\theta=\omega_r t$ 用 $\theta+180°=\omega_r t+180°$ 代替，这只是简单的改变正弦项的符号，得

$$r_2(t)=R_0-v_p\cos(\alpha)t-r_p\sin(\omega_r t) \tag{7.97}$$

因此

$$s_2(t)=A_2\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_c\left\{t+\frac{2}{c}\left[R_0-v_p\cos(\alpha)t-r_p\sin(\omega_r t)\right]\right\}} \tag{7.98}$$

在通常情况下，总雷达回波信号是物体上每个散射点后向散射信号之和。在本例

中，只有两个散射点，总的回波信号为

$$s_{\mathrm{r}}(t) = \sum_{n=1}^{2} A_n \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_{\mathrm{c}}\left[t+\frac{2}{c}r_n(t)\right]} \tag{7.99}$$

回波信号的频率由相位项的时间导数确定，p_1 点回波信号的频率为

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t} = f_{\mathrm{c}}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[t+\frac{2}{c}r_1(t)\right] \\ &= f_{\mathrm{c}}\left\{1-\frac{2}{c}\left[v_p\cos(\alpha) - r_p\omega_{\mathrm{r}}\cos(\omega_{\mathrm{r}}t)\right]\right\} \end{aligned} \tag{7.100}$$

相似地，p_2 点回波信号的频率为

$$f_2 = f_{\mathrm{c}}\left\{1-\frac{2}{c}\left[v_p\cos(\alpha) + r_p\omega_{\mathrm{r}}\cos(\omega_{\mathrm{r}}t)\right]\right\} \tag{7.101}$$

因此，频谱由两个正弦振荡组成，它们具有180°相位差，在块多普勒常数中心频率附近形成边带。对基带系统，信号与载波频率f_{c}混合在一起，基带块多普勒频率为

$$f_{\mathrm{D,b}} = \frac{2f_{\mathrm{c}}v_{\mathrm{b}}}{c}\cos(\alpha) \tag{7.102}$$

由叶片末端导致的基带微多普勒频率为

$$\begin{aligned} f_{\mathrm{D},1} &= \frac{2f_{\mathrm{c}}r_p\omega_{\mathrm{r}}}{c}\cos(\omega_{\mathrm{r}}t) \\ f_{\mathrm{D},2} &= -\frac{2f_{\mathrm{c}}r_p\omega_{\mathrm{r}}}{c}\cos(\omega_{\mathrm{r}}t) \end{aligned} \tag{7.103}$$

无整体运动（$f_{\mathrm{D,b}}=0$）时的式（7.99）的傅里叶变换如图7.18a所示，其中信号的幅度相等并归一化为一。式（7.103）微多普勒特征的细节特性明显地丢失了，因为谱连续地分布在f_{D}和$-f_{\mathrm{D}}$之间，其中f_{D}对p_1点和p_2点是相同的，其幅度由式(7.103）确定。最大的多普勒频移可以被测量，但是频移周期不能测量。在联合时频域分析信号可以复原频率边带的时间相关性，如图7.18b所示。频率的振荡特性是非常明显的。如果整体运动被包含在分析里，在$f_{\mathrm{D,b}}$处将会出现一个强的回波信号，并且边带信号也位于此频率附近。

式（7.99）的谱图（见图7.18b）包含了非常多的重要信息，这在频谱里并没有体现。比如，可以很明显地看到同时存在两个叶片，这源于两个同时出现的正弦振荡相位之间存在180°的相移。螺旋桨的旋转速度ω_{r}也可以通过其中一个正弦振荡的周期来测量。因此，在式（7.103）中，既然振荡正比于$r_p\omega_{\mathrm{r}}$，一旦旋转速度被测得，螺旋桨叶片的长度也可以通过测量最大多普勒频移来计算。交通工具的类型也可能通过螺旋桨叶片的长度来进行分类。

前面的例子没有考虑每个散射点的反射率。很多非刚性物体可以建模成由部件构成的，每一个部件用一个具有反射率$\Gamma(\alpha)$的散射点表示，其中α考虑了部件的方向，或部件本地法向矢量与雷达天线侧向之间的角度。以人体为例，它可以表示为由各种各样的反射率与角度相关的椭圆形物体组成的系统。对于一个由N个散射点组成的物体，每一个具有不同的反射率Γ_n，总雷达回波的信号模型可以由每个散射点的距

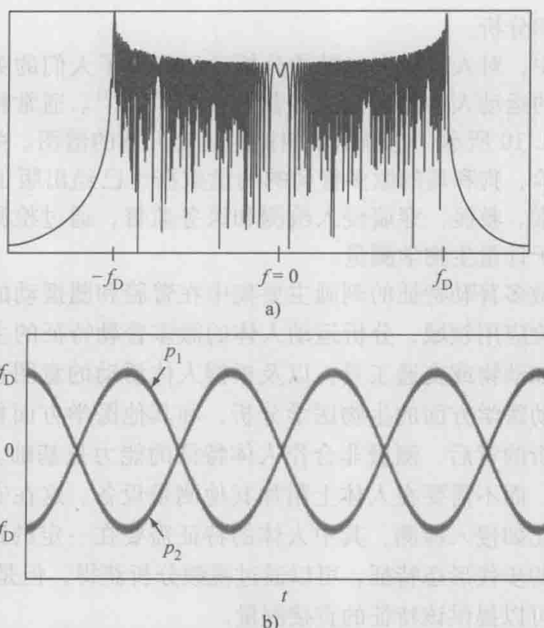


图7.18 简化的旋转螺旋桨模型的全部雷达回波频谱（图a）和全部雷达回波的谱图（显示了微多普勒频率的时间相关属性）（图b）

离和反射率给出，

$$s_r(t) = \sum_{n=1}^{N} A_n \Gamma_n(\alpha_n) e^{-j2\pi f_c [t + \frac{2}{c} r_n(t)]} \tag{7.104}$$

其中，幅度 A 考虑发射信号功率和传播损耗。如果 R_0 比物体的最大尺寸大很多（$R_0 \gg r_p$），入射到每个散射点的幅度近似相同，因此，总回波信号可以表示为

$$s_r(t) = A \sum_{n=1}^{N} \Gamma_n(\alpha_n) e^{-j2\pi f_c [t + \frac{2}{c} r_n(t)]} \tag{7.105}$$

7.4.3 人体微多普勒特征

运动人体的微多普勒特征是由身体不同部分的微运动产生的。后向散射信号的贡献通常分为3个主要的类，分别来源于躯干和头，胳膊和腿的运动。来自次要类的贡献，比如臀部、肩膀、前臂等，可以认为是其中一个主要类的一部分。主要类的运动不是独立的，因为它们在物理上是相互连接的。然而其中一个主要类的运动并不受其他类的影响。比如，在正常的大步行走中，臂膀可能正常摆动，也可能相对躯体是静止的，比如在人两手拿着物体的情形。躯体引起块多普勒移动，这可以被认为是一个常数。然而，行走时旋转和平移会导致小的振荡运动，它们对正常的行走或跑动是周期性的。人体运动模型通常来源于对运动人体的测量，通常通过视频测量进行记录。一个基于大量实验数据的详细的人体行走运动的运动学模型在本章参考文献［20］中阐述了。Chen在这个模型的基础上，开发了仿真代码，它通过将人体各部分用椭球体建模[19]，提供了不同速度下人体行走的仿真雷达回波。本节，基于此代码对人体行走

的时频特征进行详细分析。

在过去的十年中，对人体微多普勒的分析已经获得了人们的关注，许多出版物都报道了测量和仿真的运动人体的时频微多普勒数据[18,21-23]。通常特征由运动肢体的周期性来刻画，如图1.10所示，它显示了朝雷达运动人体的谱图。关于运动交通工具和动物，比如鹿、山羊、狗和鸟的微多普勒的测量数据也已经出版了[25]。此外，在许多应用领域，比如搜索、救援，穿墙侵入检测和医务监督，通过检测呼吸和心跳，微多普勒分析正在应用于计量生物学测量。

对运动人体的微多普勒特征的刻画主要集中在臂膀和腿摆动的周期性和微多普勒频率的能量。在安检应用领域，分析运动人体的微多普勒特征的主要目的包括区别和分类人和非人，比如动物或交通工具，以及根据人体活动的意图进行分类。其他应用领域包括理疗、运动医学方面的生物医学分析，和其他医学方面相关的应用。在用微多普勒进行门限分析的背后，测量非合作人体特征的能力是基础。也就是说，特征可以在远距离上测量，而不需要在人体上附加其他测量设备。这在安防遥感应用中很明显是非常重要的，比如侵入检测，其中人体的特征需要在一定的距离上进行测量。对于非合作运动人体的步伐形态特征，可以通过视频分析获得，但是需要进行图像处理。相比之下，雷达则可以提供该特征的直接测量。

区分人和非人可以直接实现，如果感兴趣的非人物体没有包括微运动，或微多普勒，比如汽车[39]。在这种情况下，包含频率边带是一个明显的指示，说明物体是一个人。然而，人并不是每时每刻都会产生微多普勒信号，如图1.10所示。因此，为了辨识物体是一个人，必须跨越一定的时间范围进行测量。区分人和动物是一项更加困难的任务，因为它们的特征里都出现了微多普勒频率。此外，四足动物腿的摆动可以产生的最大多普勒频移近似与人类两足运动产生的频率相同。因此，通常是通过微多普勒特征的周期和微多普勒能量进行分类[25,30]。

为了演示人体的微多普勒特征，下面将展示一个运动人体的仿真结果。仿真采用Chen[19]开发的修正版代码，此代码基于Boulic[20]等人开发的模型。对运动人体的微多普勒仿真如图7.19a所示，其中人以1.5m/s的径向速度朝30GHz的雷达运动。在微多普勒频率里，由胳膊和腿摆动导致的振荡样式是很明显的，它产生最大的多普勒频移。由躯干导致的块多普勒频移也被呈现出来了，它位于大约300Hz的中心频率处；然而，块多普勒频率显示出了一些振荡，并且最大频率范围为200Hz。这种振荡源于迈步导致的臀部旋转、躯干的径向振荡等产生的次要微运动。腿的摆动产生一个1550Hz的最大多普勒频移，同时臂膀摆动产生850Hz的最大频移。多普勒频移在负方向的最大频率较低，因为腿和胳膊不能向后摆动。图7.19b显示了一个以0.5m/s径向速度行走的人的全部特征，演示了由于胳膊和腿更慢的微运动导致了多普勒频率范围的减少。

在图7.20中，躯干的次要运动（由于迈步导致的旋转、振荡等）已经从一个以1.5m/s径向速度运动人体的特征中移除；躯干和头以平滑的块轨迹运动，伴随着胳膊和腿的正常摆动。块多普勒频率不再显示振荡，并且位于300Hz的中心频率上。这个中心频率由式（7.12）（$f_c=30\text{GHz}$和$v=1.5\text{m/s}$）计算。在图7.21中，全部特性被分

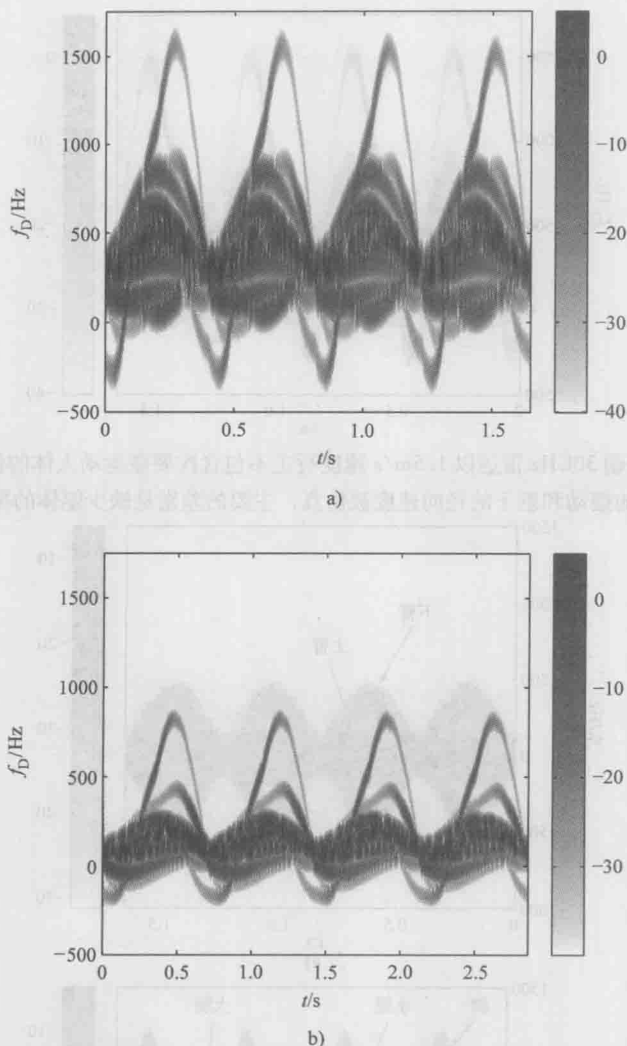


图 7.19　对一个朝 30GHz 脉冲雷达以 1.5m/s 速度运动人体的时—频特征仿真（图 a）和对一个以 0.5m/s 速度运动人体的仿真（图 b）（仿真采用本章参考文献［19］中修正的代码进行）

离为单独由胳膊和腿摆动导致的微多普勒特征。胳膊摆动的特征是在正频率和负频率大致相等，这源于胳膊摆动的平滑振荡属性。与之相反，腿的摆动与迈步呈现出正、负频率非对称的特性。在图 7.22 中，仿真了一个胳膊不摆动的运动人体，模拟一个人手里拿着物体。此图与图 7.20 的差别，包括胳膊摆动在内，是细微但可检测的，在由腿摆动导致的微多普勒频率和躯干导致的微多频勒频率之间缺少了振荡。像这些特征上的较小差别是活动分类的基础[25,30,40]。

多普勒特征取决于物体整体运动的径向速度和微运动，因此它与角度是显著相关的。径向速度与角度 α 的余弦成比例，其中 α 为径向方向与散射点运动方向的夹角，因此随着 α 接近于90°，微多普勒特征倾向于明显地减少。有些微多普勒特征仍然存

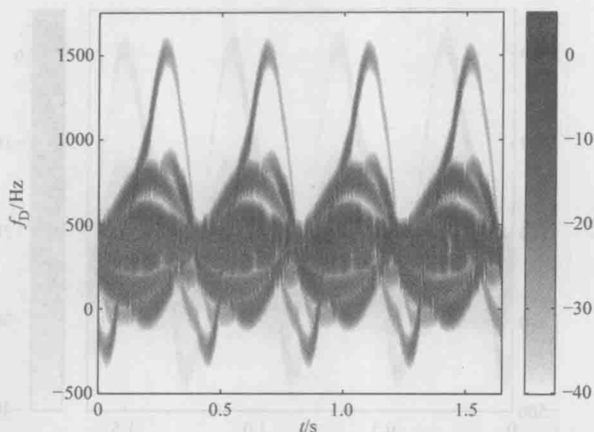
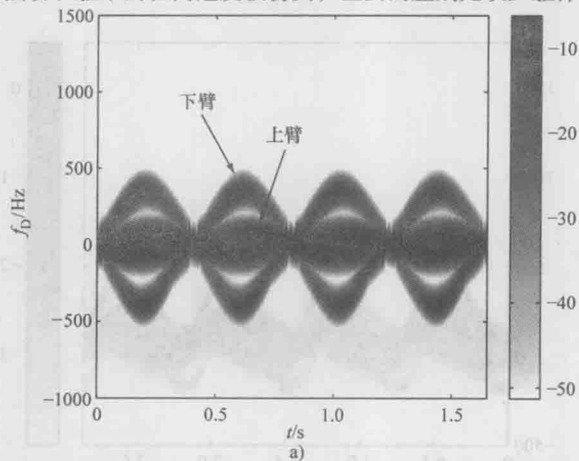


图 7.20　对一个朝 30GHz 雷达以 1.5m/s 速度行走不包含次要微运动人体的仿真特征（只有胳膊和腿的摆动和躯干的径向速度被仿真，主要的差别是缺少躯体的振荡特征）



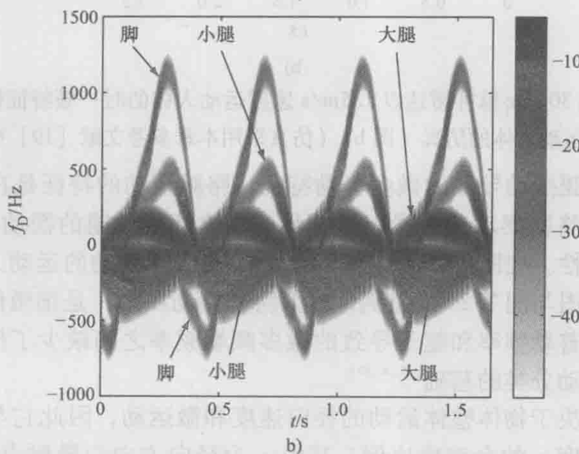


图 7.21　手臂摆动图像（图 a）和腿摆动图像（图 b）（腿在整个运动人体的图像中产生许多明显的特征）

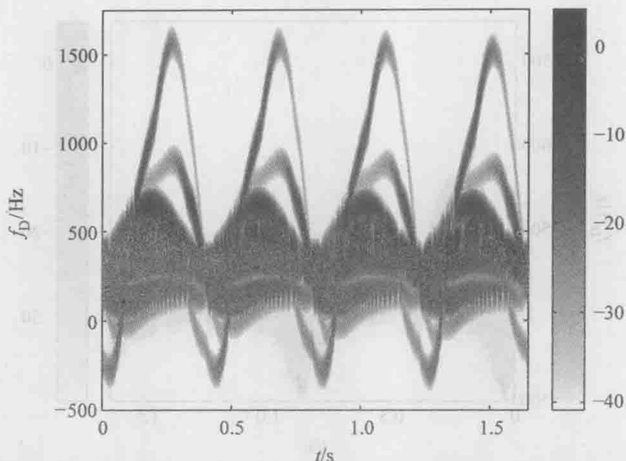
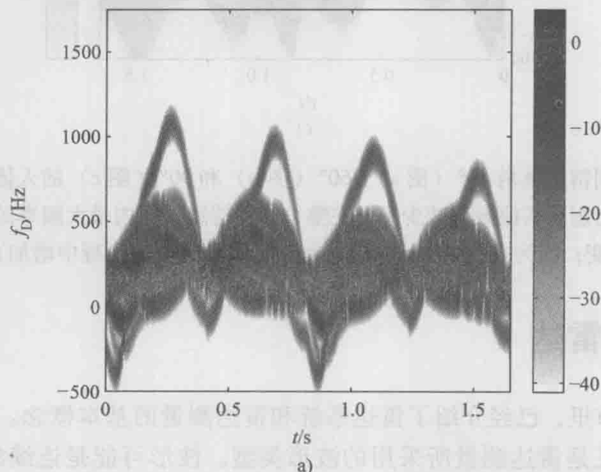


图7.22 对一个以0.5m/s径向速度行走、手臂不摆动的运动人体的仿真，模拟一个手里拿着物体的人（此图与图7.20之间的差别较小但仍可被检测）

在，这是由于行走运动中身体的横向运动。图7.23a显示了一个以1.5m/s速度运动的人体的仿真，其中30GHz雷达的指向与运动方向有45°夹角。多普勒频率范围减少了，然而，胳膊和腿摆动的周期依然很清晰。在图7.23b中，雷达指向60°角，特征明显受到径向速度减少的影响。图7.23c显示了当雷达指向与人运动方向为90°时的特征。微多普勒的周期特征消失了。微多普勒特征的大多数情节在图7.23b中显示出来了，同时应该注意到系统噪声和多路径效应没有包含在这些仿真中，它们都倾向于进一步恶化特征。有一些研究建议采用微多普勒进行可靠检测的最大可用角度大约为60°[25,28]。



a)

图7.23 具有不同雷达视角45°（图a）、60°（图b）和90°（图c）的人体特征（若干振荡由于人体后边的闭塞比其他振荡减少了，在整个特征持续时间内最大频率的减少源于视角的轻微改变；因为在仿真中人沿直线行走，视角在测量过程中增加）

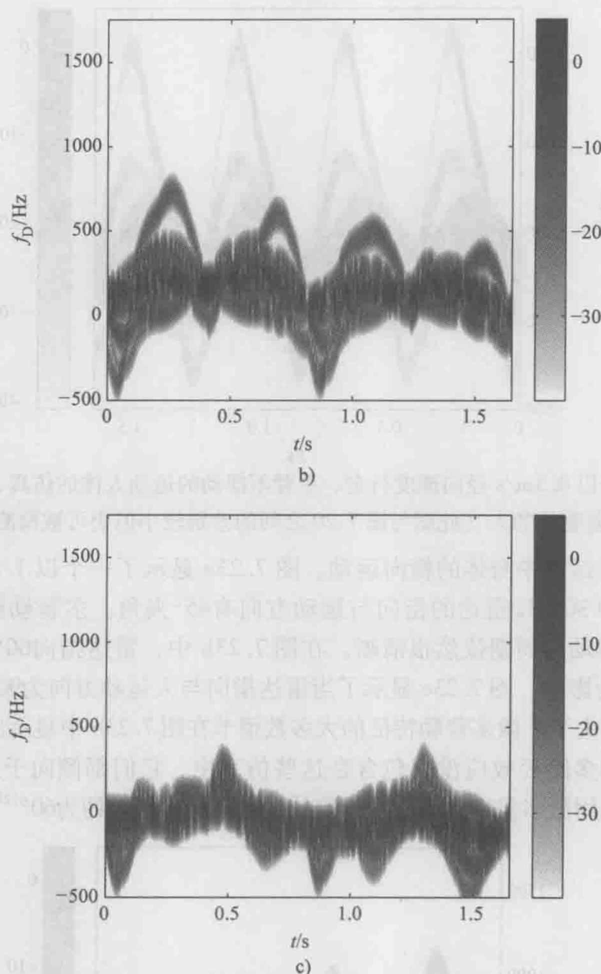


图7.23 具有不同雷达视角45°（图a）、60°（图b）和90°（图c）的人体特征（若干振荡由于人体后边的闭塞比其他振荡减少了，在整个特征持续时间内最大频率的减少源于视角的轻微改变；因为在仿真中人沿直线行走，视角在测量过程中增加）（续）

7.5 连续波雷达

在前面的章节里，已经介绍了雷达系统和雷达测量的基本概念。区分不同雷达系统的一个重要特征是雷达测量所采用的波形类型。波形可能是连续的，或者是脉冲，或者发射单个频率或一定的频率范围。在本节及后面的章节里，我们将讨论一些最突出以及对安防遥感最实用的雷达波形。

发射波形的特性对雷达精确测量物体属性的能力有重要的影响。雷达波形的影响是非常重要的，以致雷达系统通常以它们发射波形的类型进行分类。最简单的波形是

单频连续波，或者称连续波信号。下面将要说明，连续波雷达本身不具备测量距离的能力，但是它可以提供非常好的多普勒分辨率，这样的雷达系统有时也称为连续波多普勒雷达系统。连续波雷达的发射机本质上由产生所要求载波频率的振荡器组成，此载波由天线发射。单站连续波在天线之前使用环形器，如图 7.6 所示，以便雷达同时发射信号和接收反射信号。接收信号与来自本振的信号进行混频，下变频至基带。因此，信号上的任何多普勒频移将被转换到基带频率，这样可以用更低的采样率进行测量。

连续波雷达发射的信号为

$$s_{\mathrm{t}}(t)=A_{\mathrm{t}}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_{c}t} \tag{7.106}$$

如果被照射的物体是静止的，那么接收信号为

$$s_{\mathrm{r}}(t)=A_{\mathrm{r}}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_{c}\left(t-\frac{2R}{c}\right)} \tag{7.107}$$

接收信号与发射信号混频后的基带信号为

$$s_{\mathrm{b}}(t)=A_{\mathrm{r}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}4\pi f_{c}R/c} \tag{7.108}$$

发射信号与接收信号的相位差就是基带信号的相位，为

$$\delta\phi=\frac{4\pi Rf_{c}}{c}=\frac{4\pi R}{\lambda} \tag{7.109}$$

注意到

$$\delta\phi=2\pi\ \text{当}\ R=\frac{n\lambda}{2},n=1,2,3,\ldots \tag{7.110}$$

因此，从雷达开始，可以不模糊测量的距离最大只有半个波长，这对大部分情况是无用的。也就是，比如，雷达不能确定物体是在 λ、10λ 或者 $1\times10^{9}\lambda$ 的距离上。最大不模糊距离是指这样一个的最大距离，超过此距离后雷达不能不模糊地确定真实距离，对连续波雷达来说，最大不模糊距离为

$$R_{\max}=\frac{\lambda}{2} \tag{7.111}$$

因此，连续波雷达不能对物体提供适度的距离测量。在毫米波安检领域，物体通常在至少 1m 以上的距离，这是很多倍波长。

7.5.1 连续波多普勒

连续波雷达的强项是对运动物体精确测量其多普勒频率的能力。为了说明这一点，考虑基带信号的频域表示，它是式（7.108）的傅里叶变换，为

$$S_{\mathrm{t}}(f)=A_{\mathrm{t}}\delta(f) \tag{7.112}$$

它是直流处的一个 delta 函数。如果物体以速度 v_{r} 运动，其基带信号为

$$s_{\mathrm{b}}(t)=A_{\mathrm{r}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}4\pi f_{c}(R-v_{r}t)/c} \tag{7.113}$$

其傅里叶变换为

$$S_{\mathrm{b}}(f)=A_{\mathrm{r}}\delta(f-f_{\mathrm{D}}) \tag{7.114}$$

式中，f_D 为多普勒频移［见式（7.12）］。

图7.24显示了一个连续波多普勒雷达观察一个运动物体时，发射信号和接收信号的频谱。

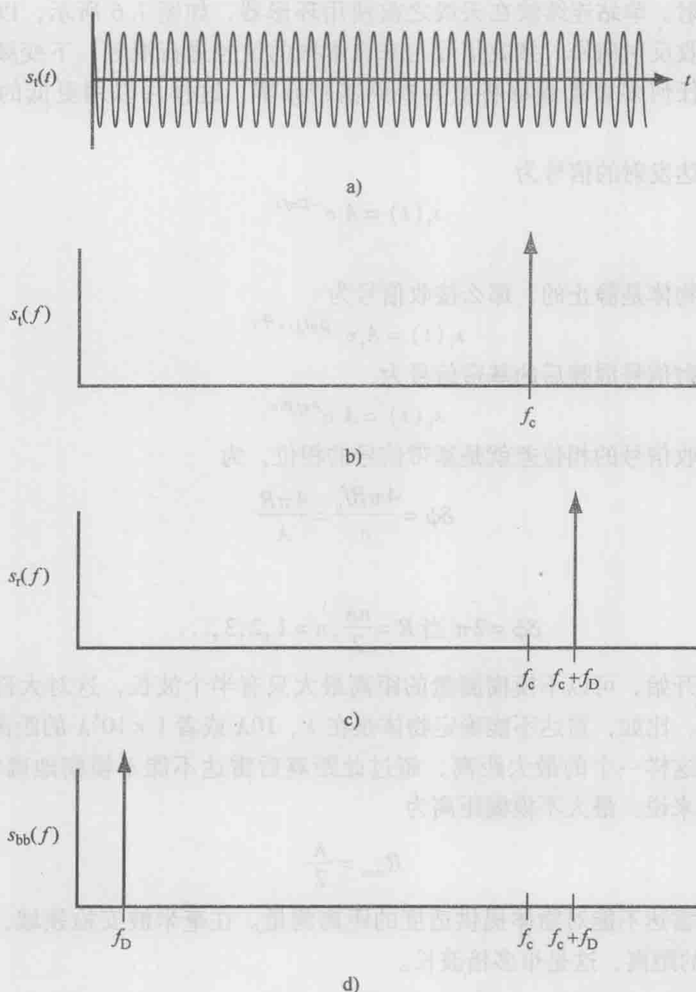


图7.24 时域里的发射信号（图a）、频域里的发射信号（图b）、频域里的接收信号，包含多普勒频移（图c）和频域里的基带信号，采用与发射载波 f_c 混频后下变频，包含了多普勒频移（图d）

接收信号在频域上的表示是无限窄的，因此雷达可以区分任何两个具有不同径向速度的物体。实际上，雷达并没有无限长的积分时间，因此时域信号被截断。对于有限的积分时间 τ，基带信号可以表示为

$$s_b(t) = \Pi\left(\frac{t}{\tau}\right)A_r e^{j4\pi f_c(R - v_r t)/c} \tag{7.115}$$

因此频域信号为

$$S_b(f) = \frac{A_r}{\tau}\mathrm{sinc}[\tau(f-f_D)] \tag{7.116}$$

其中利用了如下的傅里叶变换关系

$$\int_{-\infty}^{\infty}\prod\left(\frac{t}{a}\right)e^{-j2\pi ft}dt = \frac{1}{a}\mathrm{sinc}(af) \tag{7.117}$$

基带信号的瑞利带宽为

$$\delta f = \frac{1}{\tau} \tag{7.118}$$

当同时出现的两个物体，它们的多普勒频移接近时，信号的带宽确定了雷达是否能正确地辨别出两个物体，还是错误地认为只有一个物体。最小频率间隔通常采取的是瑞利分辨率，它是信号的4dB带宽，由式（7.118）给出。因此，连续波雷达的多普勒分辨率反比于积分时间。连续波雷达可以区分两个具有多普勒频移差不小于τ^{-1}的物体。图7.25显示了积分时间对两个具有不同多普勒频移的物体的分辨效应。信号的持续时间和频率带宽的关系式（7.118）如图7.25a所示。对两个信号的分辨率的定义如图7.25b所示。在图7.25c中，显示了对两个物体无限长积分时间的频率响应，其中物体的频率响应是无限窄的，因此可以被分辨。对于有限积分时间，如图7.25d所示，频率响应变宽，导致响应部分重叠。

作为一个例子，考虑一个用于分析人体微多普勒特征的75GHz的雷达。人体典型的行走速度大约为1.5m/s的量级，利用式（7.12），产生一个大约750Hz的频移。在一个行走周期里，最大的腿的速度大约为6m/s，产生一个大约3kHz的频移，同时最大的胳膊速度大约为2.5m/s，产生1.25kHz的频移。胳膊的最大速度和腿的最大速度导致的多普勒频率差为1.75kHz，为了分辨出胳膊和腿的响应，频率分辨率必须小于这个频率间隔。从式（7.118）得积分时间$\tau > 750\mu s$。为了区分胳膊和躯体，它们的多普勒频率间隔为500Hz，需要积分时间$\tau > 2s$。这个时间远小于人体运动的周期，因此，更长的积分时间可以实现更细的频率分辨率。

对于一个扫描型的连续波雷达系统，多普勒频率受驻留时间和积分时间的影响。天线在扫描方位角时，其驻留时间可以用天线在方位角的波束宽度ϕ_{BW}和遥感器的旋转速度ω给出，

$$\tau_d = \frac{\phi_{BW}}{\omega} \tag{7.119}$$

分辨率反比于信号的积分时间，为$\delta f = \tau^{-1}$。如果驻留时间$\tau_d < \tau$，信号将在多个空间点进行积分，这使得一个点源的响应扩散至多个空间点，导致分辨率变得更粗糙。另一方面，如果$\tau_d > \tau$，系统没有充分使用可被利用的信号，既然物体在波速内的驻留时间超过多个积分时间，这导致更粗糙的多普勒分辨率。因此，对扫描型连续波系统，最优的积分时间是

$$\tau_d = \tau \tag{7.120}$$

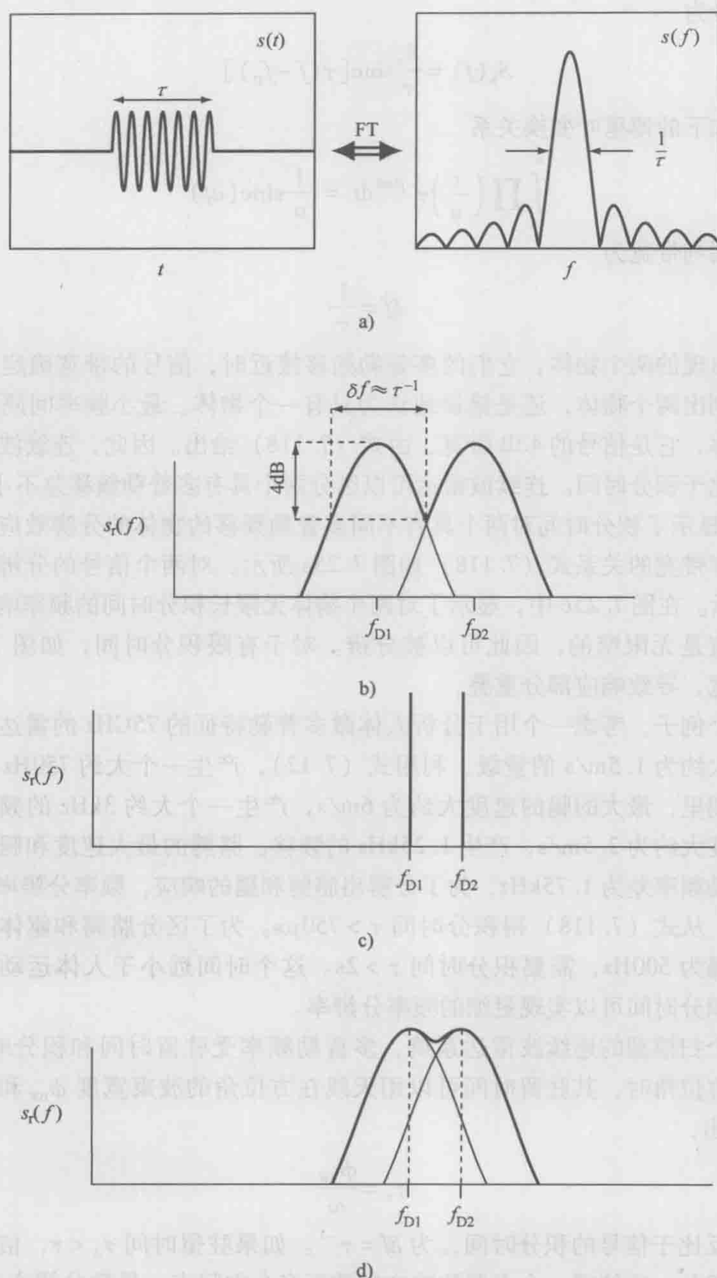


图 7.25 有限信号的积分时间与频率带宽的关系（图 a）、瑞利分辨率（图 b）、两个具有不同多普勒频移的信号可以采用无限积分时间进行分辨（图 c）和有限积分时间增加信号的带宽（图 d）

这提供了可以获得的最好的多普勒分辨率，同时对空间分辨率没有负面影响。这个关系与为扫描辐射计推导的关系式（6.199）相同。因此，多普勒分辨率可以写为

$$\delta f = \frac{1}{\tau_{\mathrm{d}}} = \frac{\omega}{\phi_{\mathrm{BW}}} \tag{7.121}$$

注意当 $\tau_{\mathrm{d}} > \tau$ 时，系统空间分辨率降低。然而多普勒分辨率并没有降低，只有在驻留时间内物体位于天线波束内才能产生多普勒回波。

7.5.2　调频连续波

如前面所讨论的，与安防遥感中所面临的工作情形相比，连续波雷达的不模糊距离太短，它不能提供任何有用的距离信息。为了克服这个限制，时变调制必须以某种方式体现到信号上。对于特定的应用，对信号的调制必须在一个周期内完成，此周期不小于所要求的双程时间延迟。例如，对违禁品进行甄选的系统可能要求在 5m 的距离上工作，这种情况下，双程时间延迟是 33ns。因此，需要 30MHz 或者更低的调制频率以获得 5m 的不模糊距离。信号的时变可以通过幅度或相位调制来实现。脉冲雷达系统通过调制信号的幅度以产生短时间脉冲，因此，发射和接收之间的时间延迟可以被测量。然而，距离分辨率正比于脉冲时长，因此，更高的距离分辨率需要更短的脉冲。因此，脉冲的积分时间变短，降低了多普勒分辨率。

一种组合连续波雷达良好多普勒分辨率与增加不模糊距离的办法是连续调制连续波信号的频率。这被称为频率调制连续波（Frequency Modulated Continuons Wave，FM-CW）。对于线性频率调制（Linear Frequency Modulation，LFM），发射信号的频率为

$$f(t) = f_{\mathrm{c}} + \eta t \tag{7.122}$$

其中 η 是调制的斜率，单位是 Hz/s。

线性频率调制波形也称为鸟鸣波形，源于此信号的频谱与鸟鸣声音谱的相似性。因此发射信号为

$$s_{\mathrm{t}}(t) = A_{\mathrm{t}} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi(f_{\mathrm{c}} + \eta t)t} \tag{7.123}$$

接收信号为

$$s_{\mathrm{t}}(t) = A_{\mathrm{r}} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi[f_{\mathrm{c}} + \eta(t - t_{\mathrm{d}})](t - t_{\mathrm{d}})} \tag{7.124}$$

式中，t_{d} 为时间延迟。

接收信号与发射信号超外差后，基带信号为

$$s_{\mathrm{b}}(t) = A_{\mathrm{r}} \mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi(f_{c}t_{\mathrm{d}} + \eta t_{\mathrm{d}}^{2} + \eta t_{\mathrm{d}}t)} = A_{\mathrm{r}} \mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi(f_{c}t_{\mathrm{d}} + \eta t_{\mathrm{d}}^{2})} \mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi\eta t_{\mathrm{d}}t} \tag{7.125}$$

式（7.125）第一个指数项的相位是常数，代表回波信号的常数相位偏移。因此，它可以包含在复幅度项里，得

$$s_{\mathrm{t}}(t) = A'_{\mathrm{r}} \mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f_{\mathrm{r}}t} \tag{7.126}$$

其中

$$f_{\mathrm{r}} = \eta t_{\mathrm{d}} = \eta \frac{2R}{c} \tag{7.127}$$

是发射信号与接收信号的频率差，直接正比于距离。对频率差的测量如图 7.26 所示。

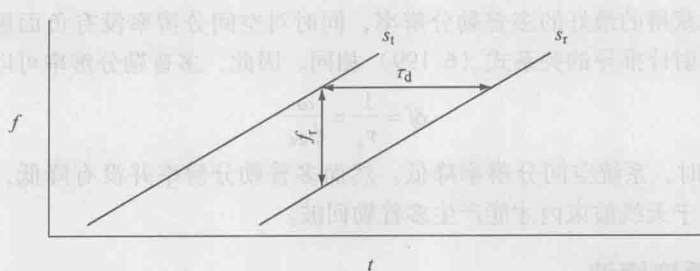


图 7.26 发射信号与接收信号的频率差由调制的斜率和时延确定

在式（7.127）中，调制是无限的，因此不模糊距离也是无限的。实际系统中，频率调制只能在有限带宽内实现，调制斜率为

$$\eta = f_m \Delta f \tag{7.128}$$

式中，f_m 是调制频率，$f_m = 1/T_m$，由调制波形的时间长度 T_m 确定；Δf 是调制带宽，或者是信号扫描的频率范围。

三角调制，如图 7.27 所示，与锯齿调制一样在实际中经常使用。通过式（7.127）和式（7.128），距离为

$$R = \frac{cf_r}{2f_m \Delta f} \tag{7.129}$$

所能遇到的最大频率差为 Δf，因此最大不模糊距离为

$$R_{max} = \frac{c}{2f_m} \tag{7.130}$$

这可以近似地被观察到，注意到调制周期可以被写为

$$T_m = \frac{2R_{max}}{c} = \frac{1}{f_m} \tag{7.131}$$

因此频率调制连续波雷达的不模糊距离取决于信号上的调制频率。

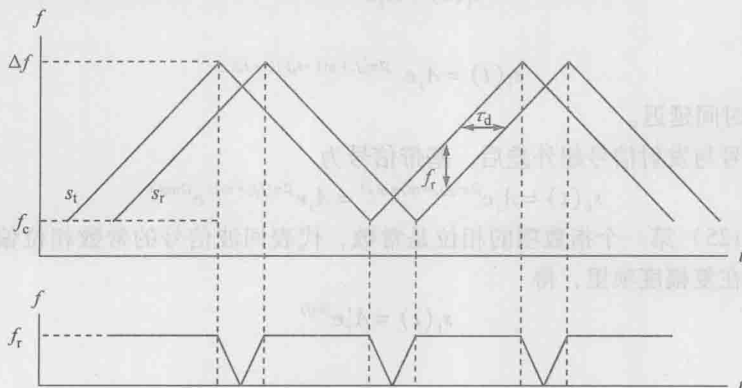


图 7.27 采用三角调制的频率调制连续波

如果物体是运动的，多普勒频移与频率差相加，此时基带信号为

$$s_{\mathrm{b}}(t)=A_{\mathrm{r}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi(f_{\mathrm{r}}+f_{\mathrm{D}})t} \tag{7.132}$$

对三角波，测量的频率差不同，这取决于调制是位于上坡还是下坡。图7.28显示了发射信号和接收信号的频率。上坡和下坡频率差为

$$f_{\mathrm{u}}=f_{\mathrm{r}}-f_{\mathrm{D}} \tag{7.133}$$

$$f_{\mathrm{d}}=f_{\mathrm{r}}+f_{\mathrm{D}} \tag{7.134}$$

频率差正比于距离，频率差可以通过平均这两个频率差获得

$$f_{\mathrm{r}}=\frac{1}{2}(f_{\mathrm{u}}+f_{\mathrm{d}}) \tag{7.135}$$

多普勒频率也可以通过下式计算

$$f_{\mathrm{D}}=\frac{1}{2}(f_{\mathrm{d}}-f_{\mathrm{u}}) \tag{7.136}$$

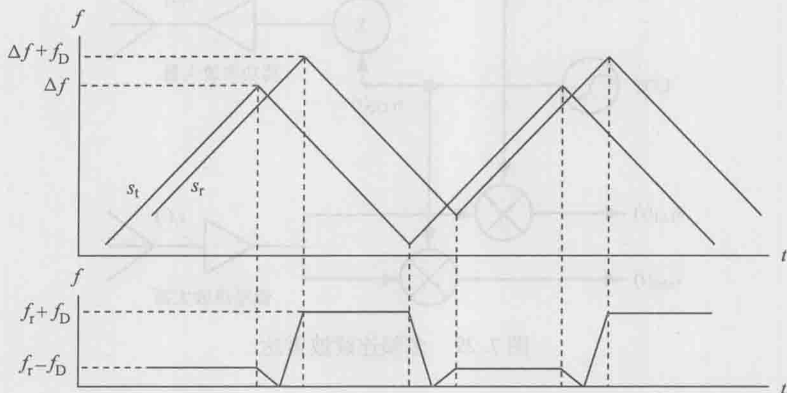


图7.28　因物体运动产生的多普勒频移，附加在不同的频率上

7.5.3　多频连续波

距离也可以采用连续波雷达通过发射多于一个频率来测量。多频连续波雷达通过两个或多个未调制连续波信号之间的频率差来增大不模糊距离。图7.29显示了一个常规双频系统的图解，发射载波信号的频率为f_1和f_2，且$f_1<f_2$。接收信号为

$$s_{\mathrm{r},1}(t)=A_{\mathrm{r},1}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_1(t-t_{\mathrm{d}})} \tag{7.137}$$

$$s_{\mathrm{r},2}(t)=A_{\mathrm{r},2}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_2(t-t_{\mathrm{d}})} \tag{7.138}$$

经过外差接收后，基带信号为

$$s_{\mathrm{b},1}(t)=A_{\mathrm{r},1}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_1 t_{\mathrm{d}}} \tag{7.139}$$

$$s_{\mathrm{b},2}(t)=A_{\mathrm{r},2}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f_2 t_{\mathrm{d}}} \tag{7.140}$$

因此两基带信号的相位差为

$$\delta\phi=2\pi t_{\mathrm{d}}\delta f=\frac{4\pi R\delta f}{c} \tag{7.141}$$

其中

$$\delta f=(f_2-f_1) \tag{7.142}$$

是两个载频的频率差。因此，距离为

$$R=\frac{c\delta\phi}{4\pi\delta f} \tag{7.143}$$

当 $\delta\phi=2\pi$ 时，可获得最大不模糊距离，为

$$R_{\max}=\frac{c}{2\delta f} \tag{7.144}$$

多频连续波雷达的最大不模糊距离在形式上与频率调制雷达是相同的，只是频率调制连续波雷达的调制频率采用多频连续波雷达的频率间隔代替。

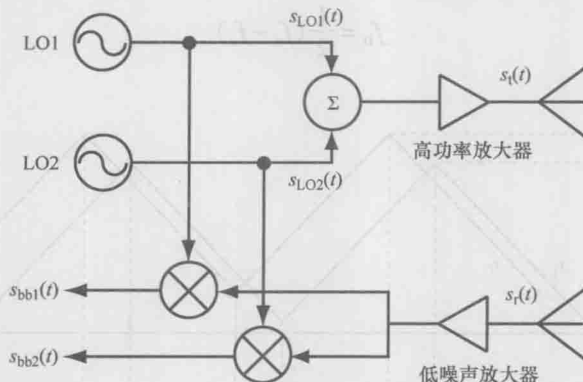


图 7.29　多频连续波雷达

7.5.4　动目标指示雷达

用于检测运动物体的雷达系统称为（Moving Target Indication MTI）动目标指示雷达系统。这种雷达系统通过测量多普勒频移辨别静止背景和运动物体。背景，在雷达术语里被称为杂波，主要是静态的，因此产生不大的多普勒移动。然而，它确实具有一定的带宽，此带宽为积分时间的倒数，由式（7.118）给出。此外，杂波频率范围由于物体（比如树叶或草）小的运动可能变宽。图 7.30 显示了一个具有运动物体和杂波的回波信号的频谱。由于背景宽的空间扩展，杂波回波典型地比运动物体回波要强得多。为了改善检测，杂波信号可以采用高通滤波器或一组多普勒滤波器组进行滤除，如图 7.31 所示。

当雷达安装在运动平台上，比如安装于车载巡视一个区域，杂波回波信号变成了一个严重的问题。对一个以速度 v_p 运动的平台，背景相对于雷达天线侧向的运动为

$$v_b=v_p\cos(\theta) \tag{7.145}$$

式中，θ 是平台方向与天线方向的夹角。

作为角度的函数，杂波回波信号是正弦曲线，具有中心频率

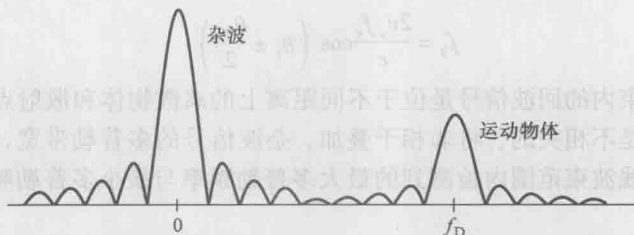


图 7.30　杂波的频率响应以直流为中心，动目标的频率响应以 f_D 为中心

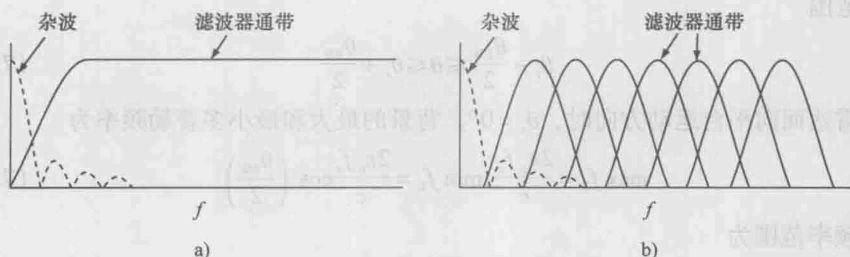
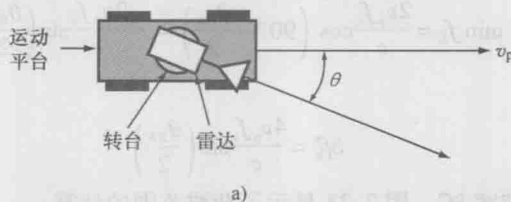


图 7.31　杂波滤波器

a）高通滤波器　b）多普勒滤波器组

$$f_b = \frac{2v_b f_c}{c} = \frac{2v_p f_c}{c}\cos(\theta) \tag{7.146}$$

图 7.32 显示了一个雷达测量和杂波频率作为角度函数的图解。



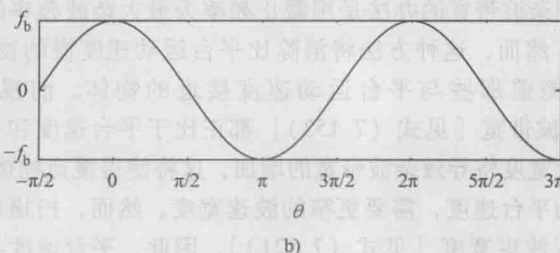


图 7.32　雷达在运动平台上的俯视图（图 a）和杂波频率作为天线指向角的函数（图 b）

由于天线的有限波束宽度，在波束范围内的背景以不同的相对速度运动，雷达将检测到一定频率范围内的杂波。对于一个具有波束宽度 θ_{BW}，指向 $\theta = \theta_r$ 方向的天线，雷达可以观测到频率范围限于

$$f_{\mathrm{b}}=\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\cos\left(\theta_{\mathrm{r}}\pm\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right) \tag{7.147}$$

因为天线波束内的回波信号是位于不同距离上的离散物体和散射点回波信号的叠加，回波信号将是不相关的，将非相干叠加。杂波信号的多普勒带宽，或杂波频率范围，是雷达在天线波束范围内检测到的最大多普勒频率与最小多普勒频率之差，可以写为

$$\delta f_{\mathrm{b}}=\max f_{\mathrm{b}}-\min f_{\mathrm{b}} \tag{7.148}$$

在角度范围

$$\theta_{\mathrm{r}}-\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\leqslant\theta\leqslant\theta_{\mathrm{r}}+\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2} \tag{7.149}$$

当雷达面向平台运动方向时，$\theta_{\mathrm{r}}=0°$，背景的最大和最小多普勒频率为

$$\max f_{\mathrm{b}}=\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c},\min f_{\mathrm{b}}=\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\cos\left(\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right) \tag{7.150}$$

多普勒频率范围为

$$\delta f_{\mathrm{b}}^{\mathrm{f}}=\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\left[1-\cos\left(\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right)\right] \tag{7.151}$$

这被称为前视杂波带宽 $\delta f_{\mathrm{b}}^{\mathrm{f}}$。当波束指向与平台运动相垂直的方向时，$\theta_{\mathrm{r}}=\pm 90°$，杂波带宽最宽。最大和最小多普勒频率为

$$\begin{aligned}\max f_{\mathrm{b}}&=\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\cos\left(90°+\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right)=\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\sin\left(\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right)\\ \min f_{\mathrm{b}}&=\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\cos\left(90°-\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right)=-\frac{2v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\sin\left(\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right)\end{aligned} \tag{7.152}$$

杂波带宽为

$$\delta f_{\mathrm{b}}^{\mathrm{s}}=\frac{4v_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{c}}}{c}\sin\left(\frac{\theta_{\mathrm{BW}}}{2}\right) \tag{7.153}$$

这被称为侧视杂波带宽 $\delta f_{\mathrm{b}}^{\mathrm{s}}$。图 7.33 显示了杂波范围的计算。

一种典型的处理杂波带宽的办法是用截止频率为最大杂波频率的高通滤波器对信号进行简单的滤波。然而，这种方法将消除比平台运动速度慢的物体的响应。此外，杂波带宽将倾向于掩盖那些与平台运动速度接近的物体。前视杂波带宽［见式(7.151)］和侧视杂波带宽［见式（7.153）］都正比于平台速度和天线波速宽度，因此，增加速度或波束宽度将导致杂波带宽的增加，这将使得慢速物体的检测更加困难。为了便于采用更快的平台速度，需要更窄的波速宽度。然而，扫描连续波雷达的多普勒分辨率正比于天线波束宽度［见式（7.121）］，因此，平台速度与天线波束宽度之间内在的存在一个折中关系，这是必须考虑的。

在图 7.34 中，对比了具有 1m/s 速度（与行走中的人接近）物体的多普勒频率与平台速度分别为 5m/s 和 15m/s，作为天线波束宽度函数的前视和侧视杂波频率范围。在这个例子中，雷达的中心频率为 30GHz。图中也显示了对旋转速度为 $\omega=1\mathrm{rad/s}$ 的物体，由式（7.121）给出的作为波束宽度函数的频率分辨率。随着波束宽度增加，驻留

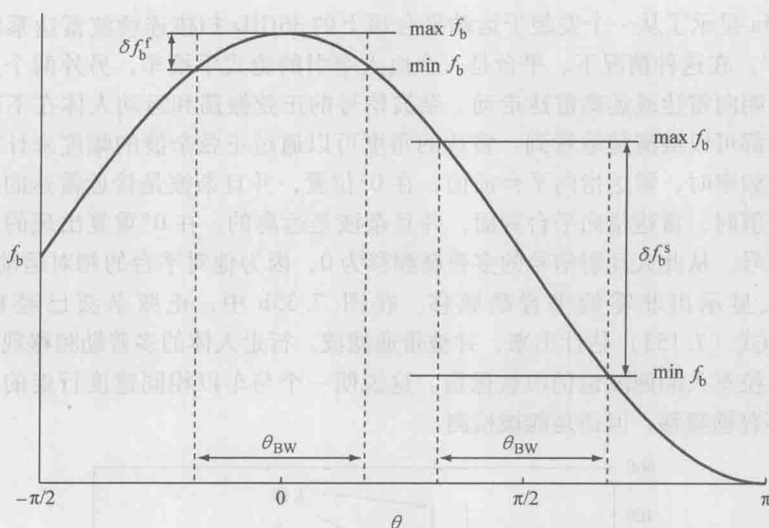


图7.33 杂波频率范围由天线波束范围内检测到的最大与最小多普勒频率之差定义

时间增加，多普勒分辨率降低；杂波范围随着波束宽度的增加而增大。在波束宽度分别为11°和4°，平台速度为5m/s和15m/s时，侧视杂波扩展开始在运动人体的频率响应中占首要地位，这使得检测慢速运动的人体变得困难。以更窄的平台速度进行检测会更好，这源于更窄的杂波范围。然而更快的平台速度可以在较短的时间内覆盖更大的范围，这在实际实现中是一个好处。波束宽度变窄，缩小杂波范围，可以改善检测。然而，频率分辨率通过驻留时间反比于波束宽度。因此，太窄的波束宽度可能不具备对慢速运动物体检测必需的频率分辨率。

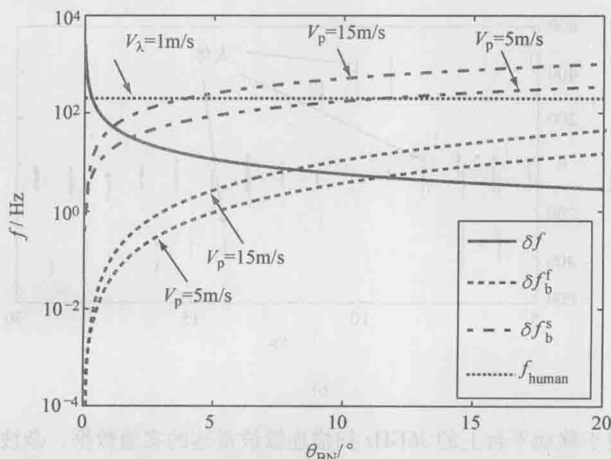


图7.34 一个位于5m/s和15m/s速度平台上，以1rad/s旋转的30Ghz雷达，以天线波束宽度为函数的频率分辨率和杂波频率范围，其中也显示了一个以1m/s速度（接近运动人体速度）运动物体的多普勒频率

图7.35a显示了从一个安装于运动平台顶上的36GHz扫描连续波雷达系统获得的实验数据[41]。在这种情况下，平台是一个由人牵引的轮式手推车，另外两个人也出现在实验中，朝向雷达或远离雷达走动。杂波信号的正弦振荡和运动人体在不同角度的多普勒频率都可以被清楚地看到。雷达的角度可以通过正弦杂波的幅度来计算；当杂波位于最大频率时，雷达指向平台前面，在0°位置，并且杂波是接近雷达的；当频率处于它最负值时，雷达指向平台背面，并且杂波是远离的。在0°重复出现的点是拉车人的回波信号。从此人反射信号的多普勒频移为0，因为他对平台的相对运动为0。另外的两个人显示出非零的多普勒频移。在图7.35b中，正弦杂波已经被利用式(7.151)和式(7.153)估计出来，并被带通滤波。行走人体的多普勒频移现在清晰地呈现出来，拉车人的回波也仍旧被保留。这说明一个与车以相同速度行走的人，虽然它不产生多普勒频移，但还是能被检测。

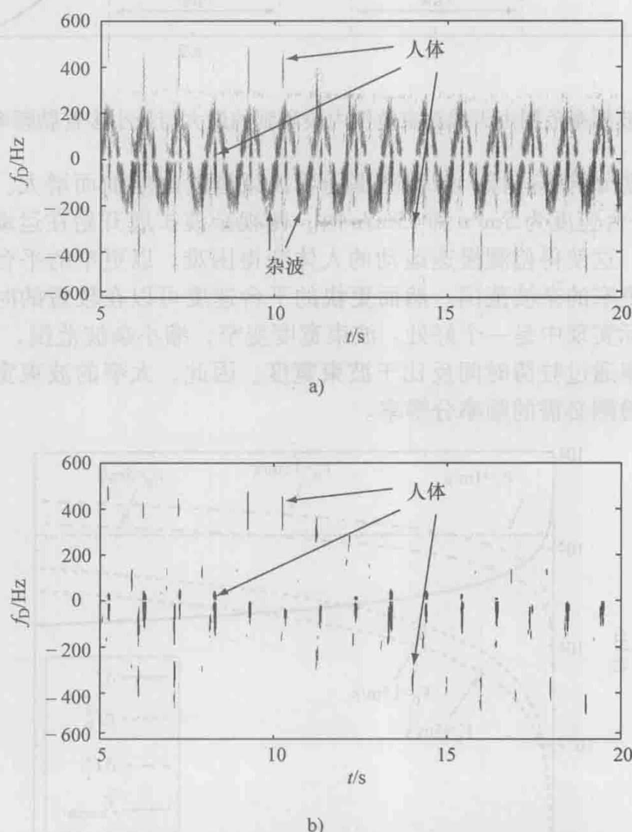


图7.35 一个安装于移动平台上的36GHz扫描连续波雷达的实验数据，杂波的多普勒频移是正弦曲线，它取决于天线的方位角（图a）；杂波频率被带通滤波器滤除后的实验数据，剩下的回波来自雷达周围的运动人体（©2009 IEEE[41]）。

7.6 高距离分辨率雷达

如果雷达系统可以分辨出违禁品和人体前部的距离，检测隐匿在人衣服里的违禁品可以通过测量物体在距离上的扩展来实现。因此，为了能够通过违禁品的距离扩展来检测出隐匿物体，需要良好的距离分辨率。良好的距离分辨率可以发射短时间脉冲来实现，其中脉冲持续时间近似反比于信号带宽 $\tau \sim \Delta f^{-1}$；或者通过对线性频率调制信号的脉冲压缩来实现。这两种技术都需要宽的信号带宽，而且通常更宽的带宽可以提供更高的距离分辨率。采用宽带宽获得精细距离分辨率的雷达系统称为高距离分辨率雷达系统。然而，“高”和“低”对分辨率来说有时是模棱两可的，因此这里采用精细和粗糙描述分辨率。

7.6.1 脉冲雷达

脉冲雷达发射幅度被脉冲调制的信号，典型地假定其形状为矩形，持续时间为 τ，重复周期 $T_p = 1/f_{PRF}$，其中 f_{PRF} 是脉冲重复频率。图 7.36 显示了发射和接收波形。发射波形的占空比是脉冲宽度和重复周期之比

$$D = \frac{\tau}{T_p} \tag{7.154}$$

给定峰值发射功率 P_t，脉冲波形的平均功率为

$$P_{avg} = DP_t \tag{7.155}$$

如 7.1 节所讨论的，距离是通过测量发射和接收脉冲之间的时间延迟来测量的

$$R = \frac{ct_d}{2} \tag{7.156}$$

对脉冲波形，T_p 时间之后，另一个脉冲被发射，因此最大的不模糊距离为

$$R_{max} = \frac{cT_p}{2} \tag{7.157}$$

与连续波信号的多普勒分辨率由积分时间确定一样，脉冲信号的多普勒分辨率由脉冲长度确定。因此，多普勒分辨率等于发射脉冲的带宽为

$$\Delta f = \frac{1}{\tau} \tag{7.158}$$

当雷达信号入射到两个径向上分开的物体时，脉冲长度影响雷达辨别一个物体还是多个物体的能力。给定两个在距离上相距 R_s 的点源，回波脉冲将在时间上相隔

$$\Delta t_d = t_s = \frac{2R_s}{c} \tag{7.159}$$

如果 $t_s < \tau$，回波脉冲将会部分重叠。在重叠区域，信号将会加强或减弱，取决于脉冲之间的相对相移。因此，为了在脉冲间不模糊地辨别物体，脉冲间的时间间隔必须大于脉冲宽度。因此，距离分辨率，或者说可以被分辨的最小距离间隔为

$$\delta R = \frac{c\tau}{2} \tag{7.160}$$

以信号带宽表示为

$$\delta R = \frac{c}{2\Delta f} \tag{7.161}$$

一个用于检测隐匿违禁品的系统可能需要的距离分辨率在几个厘米的量级。为了实现2cm距离分辨率，信号带宽为7.5GHz，这可从式（7.161）推得。这一带宽对超宽带微波雷达是可以实现的。对载波频率为10GHz，这导致相对带宽为75%。宽带宽在毫米波更容易实现，对于80GHz的载波频率，前面的带宽表示9.375%的相对带宽。

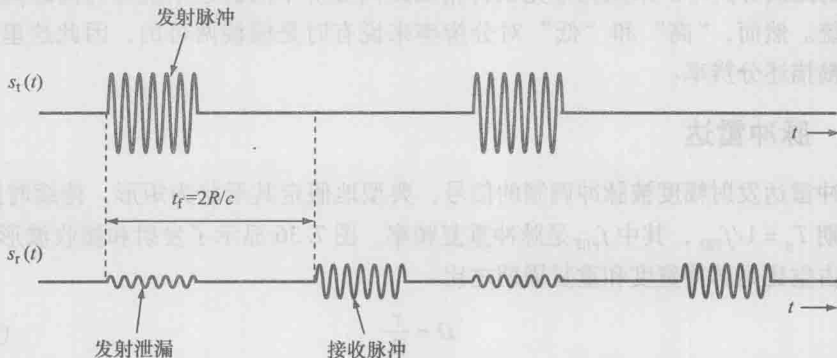


图7.36 脉冲雷达的发射和接收波形

注：发射时高功率发射信号的一小部分泄漏到接收机，这源于双站配置中发射和接收天线之间的有限隔离度，或者源于单站系统中开关或环形器的泄漏。

由式（7.160）和式（7.161）给出的距离分辨率公式说明通过减小脉冲长度或增加信号带宽可以使分辨率变得更精细。然而，减小脉冲长度，为了保持平均功率电平获得必需的信噪比需要增加脉冲峰值功率。使用式（7.154）和式（7.155），峰值功率为

$$P_t = \frac{T_p P_{avg}}{\tau} \tag{7.162}$$

因此，保持平均功率同时减少脉冲持续时间导致峰值功率增加。为了获得精细的距离分辨率，可能导致峰值功率太大而不易实现，因此下节将要描述的频率调制技术被采用。

脉冲雷达系统的多普勒分辨率可以通过相干积累多个脉冲来改善[2]。这要求接收脉冲是相位相干的，这可以通过使用自运行的本振在发射信号时，在天线和负载之间进行切换来实现。这样，每一个脉冲与前面发射的脉冲是相位相干的。这样一系列脉冲本质上是从一个连续波中采样获得的。频率分辨率反比于总的积分时间 $\tau_i = NT_p$，其中 N 是积分脉冲的个数。因此，多普勒频率分辨率为

$$\Delta f = \frac{1}{NT_{\text{p}}} = \frac{f_{\text{PRF}}}{N} \tag{7.163}$$

根据采样定理，波形采样将导致频率响应出现在以f_{PRE}为间隔的离散频点上，如图 7.37 所示。每一个响应具有式（7.163）给出的带宽，总响应的包络是单个脉冲波形的傅里叶变换，对一个矩形脉冲而言，其傅里叶变换是一个带宽为式（7.158）的 sinc 函数。

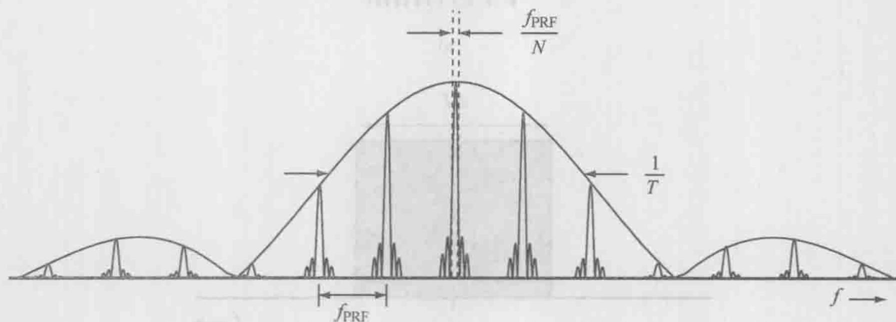


图 7.37　相干脉冲雷达波形的频谱

7.6.2　线性频率调制

距离分辨率也可以通过调制脉冲信号的频率来增加信号带宽而获得改善。这种方法改善距离分辨率，但并不改变信号的持续时间，因此不改变波形的峰值功率。最常用的频率调制形式是线性频率调制，与 7.5.2 节中关于频率调制连续波雷达的讨论一样。对于脉冲线性频率调制，信号可表示为

$$s_{\text{t}}(t) = \Pi\left(\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi(f_{\text{c}}+\eta t)t} \tag{7.164}$$

其中

$$\eta = \pi\frac{\Delta f}{\tau} \tag{7.165}$$

是线性频率调制的调频斜率。图 7.38 显示了一个线性频率调制信号的时域、频域和时 - 谱联合域。

当信号的带宽改变，而持续时间不变，因此，单独由波形的频率调制不改变距离分辨率。增加带宽的好处是通过一个称为脉冲压缩的过程获得的。脉冲压缩实现了一个匹配滤波，其冲击响应 $h(t)$ 是发射信号 $s(t)$ 时间延迟的镜像复共轭，为

$$h(t) = s^*(t_0 - t) \tag{7.166}$$

式中，t_0 是滤波积分时间。

对于被白高斯噪声污染的信号，采用匹配滤波，可以获得最大可能的信噪比。匹配滤波器的频率响应为

$$H(f) = S^*(f)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi f t_0} \tag{7.167}$$

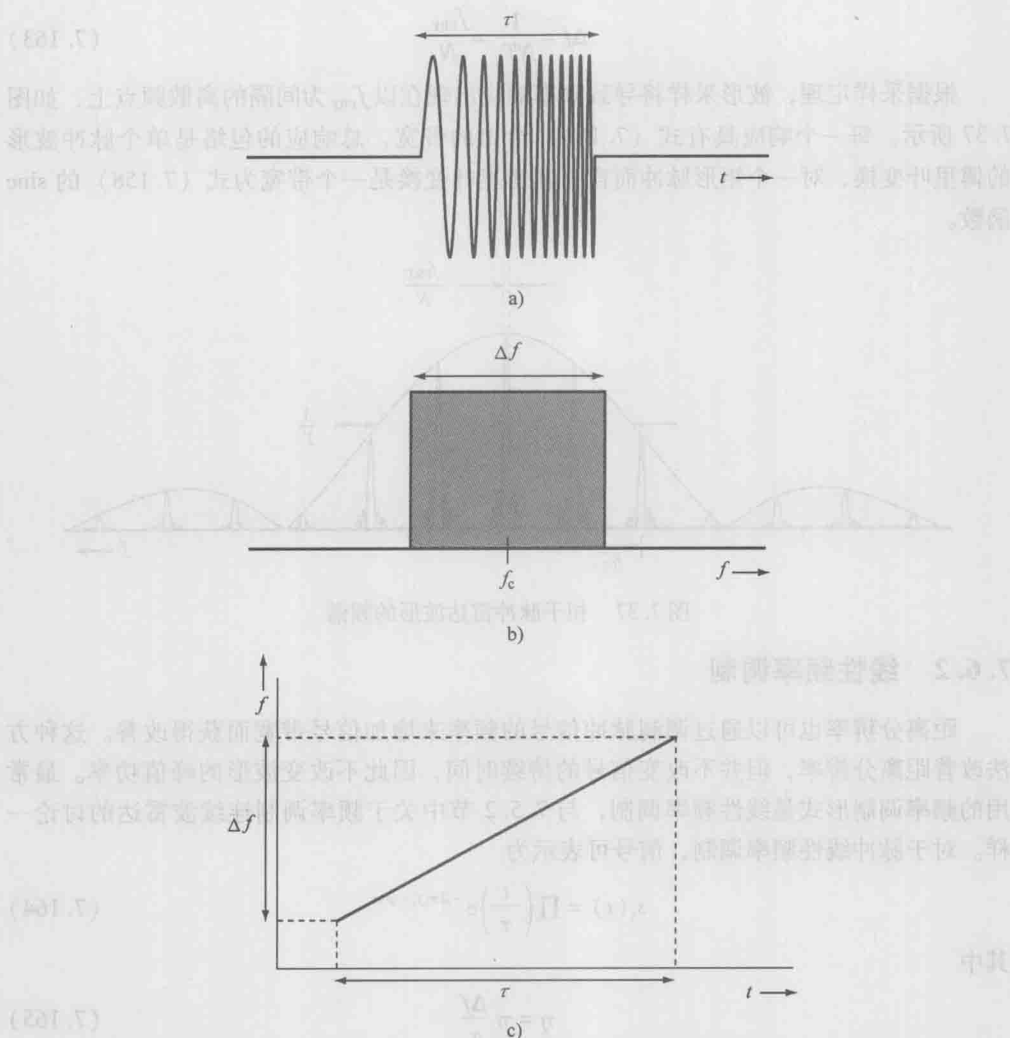


图 7.38 脉冲线性频率调制信号

a）时域 b）频域 c）时频域

式中，S 是 s 的傅里叶变换。

匹配滤波器的输出是信号和滤波器冲击响应的自相关，

$$s_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau)h(t-\tau)\mathrm{d}\tau = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau)s^*(\tau-t)\mathrm{d}\tau \tag{7.168}$$

也可以表示为信号功率谱 $|S(f)|^2$ 的傅里叶变换

$$s_o(t,t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 \mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f(t-t_0)}\mathrm{d}t \tag{7.169}$$

为了简单起见，时间 t_0 设为0，可化为

$$s_o(t,t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 e^{j2\pi ft} dt \tag{7.170}$$

对于线性频率调制波形，匹配滤波器的输出为[42]

$$s_o(t) = \left(1 - \frac{|t|}{T}\right)\text{sinc}\left[\pi\Delta ft\left(1 - \frac{|t|}{T}\right)\right], |t| \leqslant T \tag{7.171}$$

因此，响应在时域为辛格（sinc）函数，其4dB 宽度为

$$\tau = \frac{1}{\Delta f} \tag{7.172}$$

因此，信号的持续时间已经被压缩到了一个特定的系数，此系数等于信号带宽倒数的倍数。距离分辨率由式（7.161）给出，其中 Δf 是线性频率调制的带宽。减小匹配滤波输出信号时间长度可以获得更好的距离分辨率，同时发射信号峰值功率并不需要很高。因此，为了获得精细距离分辨率而增加带宽的好处是不需要减小信号脉冲的持续时间。图7.39 显示了对一个矩形线性频率调制信号进行脉冲压缩后，匹配滤波器输出端的时域信号。

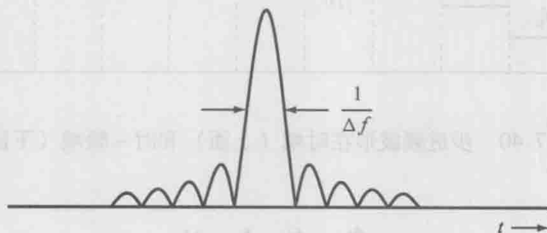


图7.39　匹配滤波器输出信号的幅度

7.6.3 步进频率调制

宽带宽也可以通过发射一系列连续的频率增加的单频脉冲获得，这种调制方法称步进频调制。一个具有 N 个频率，频率间隔为 δf 的步进频波形为[42]，

$$s_{SF}(t) = \sum_{n=0}^{N-1} \prod\left(\frac{t - nT_{PRF}}{T}\right) e^{-j2\pi(f_c + n\delta f)t} \tag{7.173}$$

式中，T 是波形总长度。

总带宽为

$$\Delta f \approx N\delta f \tag{7.174}$$

因此，距离分辨率为

$$\delta R = \frac{c}{2N\delta f} \tag{7.175}$$

步进频波形如图7.40 所示。

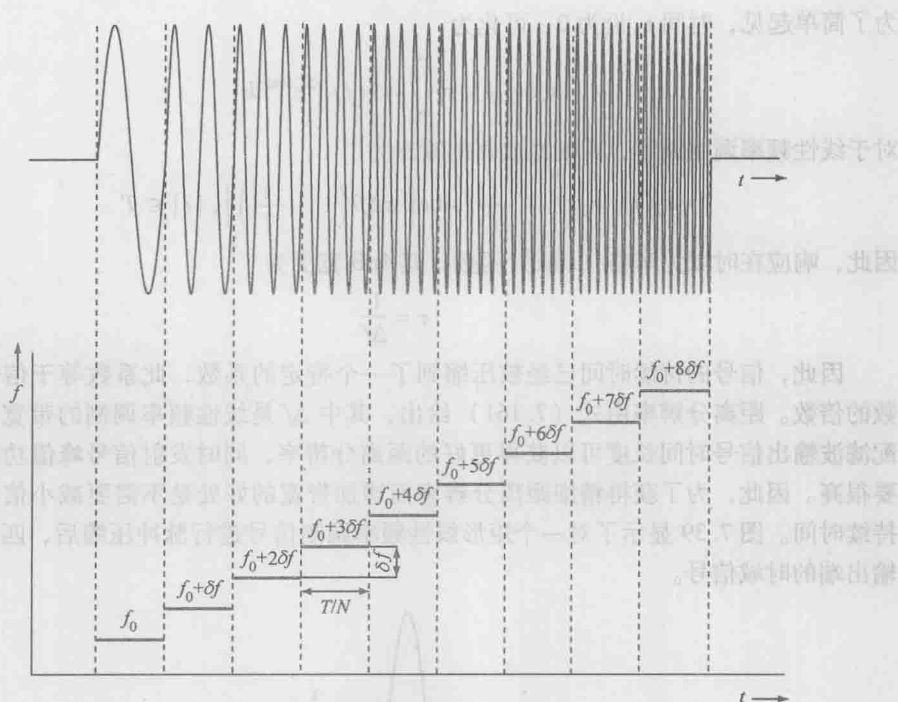


图 7.40 步进频波形在时域（上面）和时 - 频域（下面）

参考文献

[1] Skolnik, M. I., *Introduction to Radar Systems*, 3rd ed., New York: McGraw-Hill, 2001.

[2] Barton, D. K., *Modern Radar System Analysis*, Norwood, MA: Artech House, 1988.

[3] Wehner, D. R., *High-Resolution Radar*, Norwood, MA: Artech House, 1994.

[4] Stimson, G. W., *Introduction to Airborne Radar*, 2nd ed., Mendham, NJ: SciTech Publishing, 1998.

[5] Currie, N. C., and C. E. Brown, *Principles and Applications of Millimeter-Wave Radar*, Norwood, MA: Artech House, 1987.

[6] Skolnik, M. I., *Radar Handbook*, 3rd ed., New York: McGraw-Hill, 2008.

[7] Friis, H. T., "A Note on a Simple Transmission Formula," *Proceedings of the IRE*, Vol. 34, 1946, pp. 254–256.

[8] Rubiola, E., "The Measurement of AM noise of Oscillators," arXiv:physics/0512082v1 2005.

[9] Rubiola, E., *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*, Cambridge: Cambridge University Press, 2009.

[10] Chang, K., Ed., *Handbook of Microwave and Optical Components Vol 2: Microwave Solid-State Components*, New York: John Wiley & Sons, 1990.

[11] Pozar, D. M., *Microwave Engineering*, 3rd ed., New York: John Wiley & Sons, 2005.

[12] Skolnik, M. I., "Theoretical Accuracy of Radar Measurements," *Aeronautical and Navigational Electronics, IRE Transactions on,* Vol. ANE-7, 1960, pp. 123–129.

[13] Abramowitz, M., and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, New York: Dover, 1965.

[14] Skolnik, M. I., *Introduction to Radar Systems*, 1st ed., New York: McGraw-Hill, 1962.

[15] Chen, V. C., and H. Ling, *Time-Frequency Transforms for Radar Imaging and Signal Analysis*, Norwood, MA: Artech House, 2002.

[16] Chen, V. C., F. Li, S. S. Ho, and H. Wechsler, "Micro-Doppler Effect in Radar: Phenomenon, Model, and Simulation Study," *Aerospace and Electronic Systems, IEEE Transactions on,* Vol. 42, 2006, pp. 2–21.

[17] Chen, V. C., "Doppler Signatures of Radar Backscattering from Objects with Micro-Motions," *Signal Processing, IET,* Vol. 2, 2008, pp. 291–300.

[18] Chen, V. C., "Detection and Analysis of Human Motion by Radar," in *Radar Conference, 2008, RADAR '08. IEEE*, 2008, pp. 1–4.

[19] Chen, V. C., *The Micro-Doppler Effect in Radar*. Norwood, MA: Artech House, 2011.

[20] Boulic, R. R. Boulic, N. M. Thalmann, and D. Thalmann, "A Global Human Walking Model with Real-Time Kinematic Personification," *The Visual Computer,* Vol. 6, 1990, pp. 344–358.

[21] Geisheimer, J. L., E. F. Greneker III, and W. S. Marshall, "High-Resolution Doppler Model of the Human Gait," Proceedings of *SPIE*, Vol. 4744, Orlando, FL, 2002, pp. 8–18.

[22] van Dorp, P., and F. C. A. Groen, "Human Walking Estimation with Radar," *Radar, Sonar and Navigation, IEE Proceedings,* Vol. 150, 2003, pp. 356–365.

[23] Anderson, M. G., and R. L. Rogers, "Micro-Doppler Analysis of Multiple Frequency Continuous Wave Radar Signatures," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 6547, 2007, p. 65470A.

[24] Thayaparan, T., S. Abrol, E. Riseborough, L. Stankovic, D. Lamothe, and G. Duff, "Analysis of Radar Micro-Doppler Signatures from Experimental Helicopter and Human Data," *Radar, Sonar & Navigation, IET,* Vol. 1, 2007, pp. 289–299.

[25] Anderson, M. G., "Design of Multiple Frequency Continuous Wave Radar Hardware and Micro-Doppler Based Detection and Classification Algorithms," Ph.D. Thesis, University of Texas at Austin, 2008.

[26] Smith, G. E., K. Woodbridge, and C. J. Baker, "Multistatic Micro-Doppler Signature of personnel," in *Radar Conference, 2008. RADAR '08. IEEE*, 2008, pp. 1–6.

[27] Silvious, J., J. Clark, T. Pizzillo, and D. Tahmoush, "Micro-Doppler Phenomenology of Humans at UHF and Ku-Band for Biometric Characterization," Orlando, FL, USA, 2009, pp. 73080X-9.

[28] Tahmoush, D., and J. Silvious, "Angle, Elevation, PRF, and Illumination in Radar Micro-Doppler for Security Applications," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2009. APSURSI '09. IEEE*, 2009, pp. 1–4.

[29] Vignaud, L., A. Ghaleb, J. Le Kernec, and J. M. Nicholas, "Radar High Resolution Range & Micro-Doppler Analysis of Human Motions," in *Radar Conference—Surveillance for a Safer World, 2009, RADAR, International*, 2009, pp. 1–6.

[30] Youngwook, K., and L. Hao, "Human Activity Classification Based on Micro-Doppler Signatures Using a Support Vector Machine," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 47, 2009, pp. 1328–1337.

[31] Moulton, M. C., M. L. Bischoff, C. Benton, and D. T. Petkie, "Micro-Doppler Radar Signatures of Human Activity," in *Proceedings of the SPIE*, 2010, p. 78370L.

[32] Ram, S. S., C. Christianson, Y. Kim, and H. Ling, "Simulation and Analysis of Human Micro-Dopplers in Through-Wall Environments," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 48, 2010, pp. 2015–2023.

[33] Changzhi, L., J. Cummings, J. Lam, E. Graves, and W. Wenhsing, "Radar Remote Monitoring of Vital Signs," *Microwave Magazine, IEEE,* Vol. 10, 2009, pp. 47–56.

[34] Jenshan, L., and L. Changzhi, "Wireless Non-Contact Detection of Heartbeat and Respiration Using Low-Power Microwave Radar Sensor," in *Microwave Conference, 2007, APMC 2007, Asia-Pacific*, 2007, pp. 1–4.

[35] Yanming, X., L. Changzhi, and L. Jenshan, "Accuracy of a Low-Power Ka-Band Non-Contact Heartbeat Detector Measured from Four Sides of a Human Body," in *Microwave Symposium Digest, 2006, IEEE MTT-S International*, 2006, pp. 1576–1579.

[36] Yanming, X., L. Jenshan, O. Boric-Lubecke, and V. M. Lubecke, "A Ka-Band Low Power Doppler Radar System for Remote Detection of Cardiopulmonary Motion," in *Engineering in Medicine and Biology Society, 2005, 27th Annual International Conference of the*, 2005, pp. 7151–7154.

[37] Lohman, B., O. Boric-Lubecke, V. M. Lubecke, P. W. Ong, and M. M. Sondhi, "A Digital Signal Processor for Doppler Radar Sensing of Vital Signs," *Engineering in Medicine and Biology Magazine, IEEE,* Vol. 21, 2002, pp. 161–164.

[38] Massagram, W., V. M. Lubecke, A. Host-Madsen, and O. Boric-Lubecke, "Assessment of Heart Rate Variability and Respiratory Sinus Arrhythmia via Doppler Radar," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* Vol. 57, 2009, pp. 2542–2549

[39] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Bayesian Classification of Humans and Vehicles Using Micro-Doppler Signals from a Scanning-Beam Radar," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE,* Vol. 19, 2009, pp. 338–340.

[40] Youngwook, K., and L. Hao, "Human Activity Classification Based on Micro-Doppler Signatures Using an Artificial Neural Network," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2008, AP-S 2008. IEEE*, 2008, pp. 1–4.

[41] Nanzer, J. A., M. G. Anderson, T. M. Josserand, L. Kuan, G. A. Olinger, D. P. Buhl, and R. L. Rogers, "Detection of Moving Intruders from a Moving Platform Using a Ka-Band Continuous-Wave Doppler Radar," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2009, APSURSI '09, IEEE*, 2009, pp. 1–4.

[42] Levanon, N., and E. Mozeson, *Radar Signals*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2004.

第8章 成像系统

安防成像系统用于对场景、人员或物体进行二维成像，从而实现对违禁品或侵入者的检测。安检成像系统包括主动成像系统和被动成像系统。主动成像系统通过测量物体或人体反射的信号，生成物体的（相对）反射率或距离图像。被动成像系统测量物体或人体发射或反射的热辐射，基于相对辐射测量温度形成图像，构成物体的相对辐射测量温度。第1章简要介绍了主动和被动毫米波成像系统的实例，展示了扫描和凝视成像系统的成像结果，并给出了一些违禁品检测的实例。除此之外，成像系统还可以用于侵入者检测和遮蔽物的穿透成像。

为了使成像系统生成有用的图像，系统需要足够高的空间分辨率，从而使图像包含足够多的像素。空间分辨率与成像遥感器的最大电尺寸成反比。所以，当遥感器尺寸相同时，工作频率越高的系统获取的图像分辨率越高。因此，安防成像系统通常工作于毫米波或太赫兹频段。对于一个合理、紧凑的系统，当其工作频率低于30GHz时，过低的分辨率将使图像中的像素尺寸超过被检测物体（如隐匿武器）的尺寸。毫米波成像系统的工作频率也可以设计在大气窗口，从而降低大气衰减，提高系统的作用距离，典型的工作频率有94GHz等。

成像系统可分为扫描成像仪和凝视成像仪两类。扫描成像仪可以被进一步划分为机械扫描系统和电扫描系统。凝视成像仪则主要包括干涉成像阵列系统和焦平面成像阵列系统。毫米波扫描成像系统通常采用准光技术，利用透镜或抛物反射面将入射的辐射聚焦到一个检测器（馈源）或检测器阵列中。准光技术也可被应用于凝视成像系统，比如焦平面成像系统。然而，为了使焦平面系统获得较高的分辨率，系统通常需要大量的检测器，这通常会受到功耗、体积和成本等因素的限制。因此，这类系统的接收阵列通常由较少的检测器构成，并通过对反射面的机械扫描实现对波束指向的调整。系统通过透镜实现对信号的聚焦，因此检测器中的天线并不需要提供较高的指向性。如此一来，检测器的体积可以很小，并且检测器之间的间隔也比较近，这为系统形成密集的波束提供了便利。可以看到，较小的检测器间隔有利于提高成像仪的紧凑性和获取较高的像素数量。

毫米波扫描式成像仪通常由准光系统组成，通过单个透镜或多个抛物反射面组成的传输系统将电磁辐射导入到单个检测器内，或通过机械旋转的反射镜面导入到检测器阵列中[1-12]。这类系统也可用单个的高增益接收器加机械旋转的反射器方式或通过机械旋转的高增益天线实现。由于机械扫描方式在体积、重量和成像时间方面存在缺陷，因此后续的研究方向转移到电扫描相控阵系统上。在毫米波频段上，相控阵更容易通过行波天线构成的频率扫描阵列实现，例如缝隙波导等，且这种方式比通过独立的天线和移相器构成的相控阵复杂度低，花费更少[13-16]。干涉式成像仪系统的研究是

安防遥感领域的新方向，而且这类系统的实现方式各不相同。对于二维干涉式成像仪[17-27]，其原理是通过在一维干涉式成像仪的正交方向进行机械或电扫描，并将其结果进行组合[28,29]。

本章的内容涵盖了应用于安防遥感领域的扫描式成像仪和干涉式成像仪的基本概念。对于准光波束聚焦探测的方式可参考本章参考文献［30，31］。前序章节在讨论辐射计和雷达系统时已经介绍了用于扫描式成像仪的探测器的基本概念。扫描式成像仪可以利用天线波束扫描并进行逐次测量直接获得图像。其测量结果（例如辐射温度、反射系数或距离）都由观测图像中当前的像素位置决定。本章首先要讨论的是一般的扫描系统的设计指标，包括视场范围、空间分辨率和积分时间。

本章的主要关注点是干涉式成像系统的理论和设计指标。由于干涉式成像仪的成像方式并不像扫描式成像仪那么简单，因此需要对其成像的理论基础进行详细论述。干涉式成像仪在安防遥感领域的应用是在射电天文和卫星遥感研究基础的推动下，于最近发展起来的。由于可以减小体积、重量、功耗和成本，其在高分辨毫米波成像仪的应用上有着巨大的潜力。干涉式成像仪是一种凝视系统，不需要机械扫描进行成像，且采用相控阵中的一部分构成稀疏阵列即可得到等同于满阵效果下的空间分辨率。但随着干涉式成像仪天线数目的增加，大量的互相关操作带来的运算复杂度将限制其发展。随着数字处理系统的发展，这一限制不会成为制约干涉式成像仪的瓶颈。

8.1　扫描式成像系统

8.1.1　扫描式成像仪分类

扫描式成像方法包含机械扫描和电扫描两种方式。机械扫描采用旋转电动机驱动天线波束，包括旋转天线或反射镜两种方式。其中反射镜的作用是将静置天线的波束引导到所需空间位置。机械扫描仪需要一根单独的天线和一套接收机，因此机械扫描的成本低于其他扫描方式。反射镜可以通过镜面实现高增益天线波束的转移，或者采用抛物面实现低增益天线的波束聚焦。天线或射频前端本身可以用机械方法实现扫描，但扫描过程中的机械振动导致的瞬态噪声会对高频率系统的工作带来不良影响。从噪声抑制和设计简化角度出发，可以仅将引导波束的反射镜或抛物面连接到电动机振动器上，因而对噪声敏感的接收机硬件与机械振动可以实现良好隔离。多个天线可以采用扇形配置同时使用，其中每个天线可以反射邻近像素点以降低成像时间。

从成本角度考虑，机械扫描成像系统与其他扫描或凝视系统相比具有明显的优势。在主动式毫米波遥感器系统中，TR 组件（TR - transmitter/receiver 发射接收设备）需要高增益和低噪声系数的放大器和具有下变频功能的混频器（将高频信号降低到可以进行模拟 - 数字转换的频率），因此 TR 组件占据了大部分成本。被动式系统仅需要低噪声放大器和混频器，但与主动式扫描系统相比，低噪声放大器需要更低的噪声系数和更高的增益。在阵列式成像系统中，大量 TR 组件中的毫米波放大器和混频器占据了

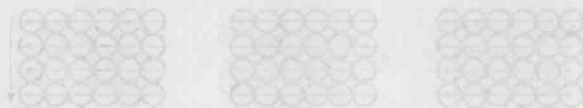
大部分成本。机械扫描成像系统仅需要一个天线和一套TR组件，因此在成本上远低于需要大量TR组件的阵列式成像系统。

电扫描成像系统采用阵列式多个单元天线形式实现，通过调节每个天线的相对相移实现指向特定位置的合成波束。如4.5节所述，相控阵系统的相移由移相器实现，典型的为PIN二极管组成的开关阵列，其位置通常位于单元天线的后部，或者可以采用改变发射频率的方式改变相邻单元之间的间隔（以波长计算），从而实现移相。主动式相控阵成像系统可以设计为数字式TR组件，其中移相器位于单元天线后方。但在毫米波波段使用多个放大器的成本较高，且在单元间隔小于一个波长的情况下，把大量毫米波器件集中在TR组件中依然是个工程实现上的难题。一种更加经济的实现方式是采用组合式馈电网络，在各个单元连接处将发射或接收的信号合成起来。此时移相器依然是不可或缺的，且需要额外的放大器以补偿合成网络的幅度损耗。

一部分阵列设计支持通过改变频率实现波束扫描的方式。这些系统通常采用行波天线实现，例如波导缝隙阵列天线等。由于波束辐射本身物理特性的限制，行波天线的波束扫描只能在一个维度中实现，因而成像系统在另一个正交方向需要另外一种扫描方式以实现二维成像。在实践中，这个问题的解决方案是采用将行波天线阵列并列放置的方式实现另一个维度的相位变化。行波天线阵列仅需要一个输入通道，因此需要的放大器数量大大减少。在实际系统实现中，在一个维度使用一种扫描方法，而在另一个维度使用另一种扫描方式的系统设计并不少见，如在方位面采用频率扫描，而在俯仰面采用电扫描。机械扫描也可以和相位扫描组合使用。

电扫描系统的潜在优势是具有比机械扫描更快的扫描速度，其原因在于机械扫描中存在波束传输回到初始点的时间。电扫描的劣势主要在于实现一个完整的成像系统需要更多的放大器。被动式相控阵系统需要每个天线后面有一个低噪声接收放大器，而主动式系统额外需要发射放大器和开关或环形器。频率扫描成像系统还存在发射波形频率控制困难的缺点，因为一组特定的频率只能针对一组特定的辐射方向。典型的扫描式成像系统如图8.1所示。

扫描式成像仪测量得到的空间位置的顺序取决于成像系统的体制，如图8.2所示。通常情况下，扫描器在一个维度内移动波束并穿过要求的视场范围，再移动到下一个扫描线位置。电扫描可以在很短的时间内实现从前一扫描线末端到下一扫描线的起始位置，因而成像像素与空间位置的顺序无关。为实现同样的操作，机械扫描需要一定的重置时间，因此在一定的成像时间限制下，机械扫描比电扫描需要更长的工作时间。机械扫描通常使用振荡模式，即在一条扫描线完成后立即反向进入下一扫描线，或者采用圆锥扫描方式以减少旋转器悬停的时间。在机械扫描和电扫描组成的混合系统中，通常在一个维度中采用电扫描实现快速扫描，而在另一个维度中采用速度较慢的机械扫描。



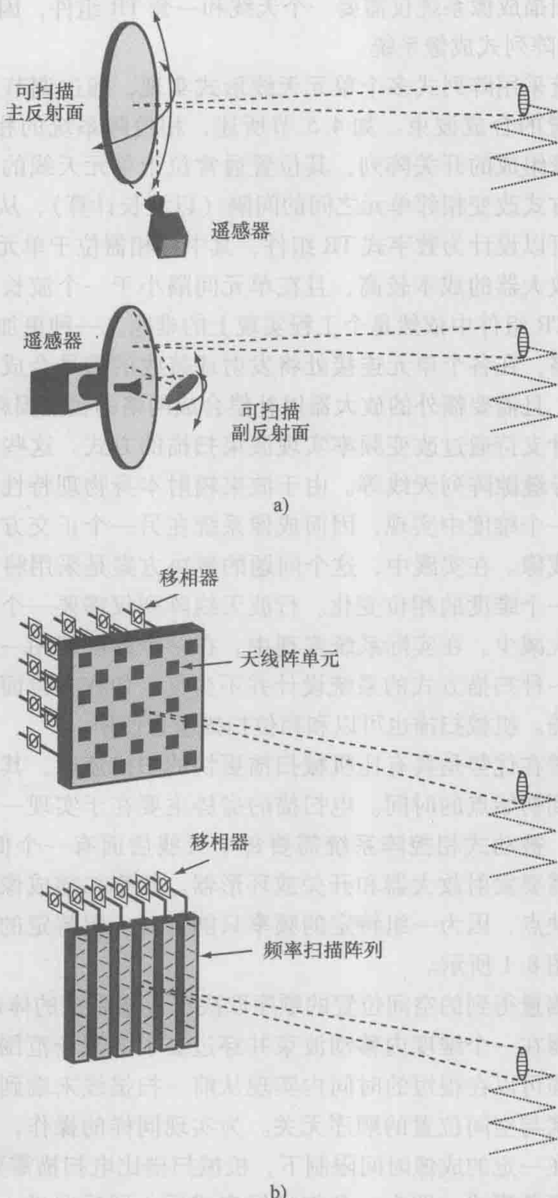


图 8.1 扫描式成像系统的分类

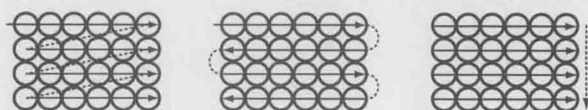


图 8.2 扫描方式举例（从左至右分别为机械扫描、电扫描和混合扫描方式）

8.1.2 扫描式系统的性能

8.1.2.1 视场范围和空间分辨率

扫描式成像系统的成像过程受制于系统硬件的时间和空间特性。由系统设计所决定的成像空间参量主要包括视场范围和空间分辨率，而首要的时间特性是成像帧率，其定义为系统更新独立图像的频率。成像系统的空间特性主要包括视场范围和图像中的像素数，如图8.3所示。方位面和俯仰面的空间分辨率取决于像素的尺寸，其决定因素为天线的波束宽度。

$$\Delta\theta = \theta_{\mathrm{BW}}, \Delta\phi = \phi_{\mathrm{BW}} \tag{8.1}$$

式中，$\Delta\theta$ 是俯仰面空间分辨率；$\Delta\phi$ 是水平面空间分辨率。

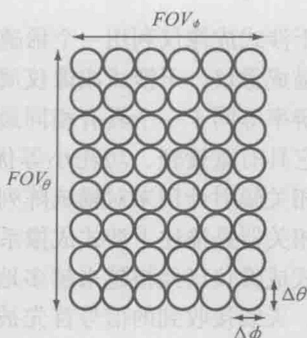


图8.3 扫描成像系统的视场范围和空间分辨率

视场范围取决两个维度内的像素数量。设方位面和俯仰面像素数量分别为 m 和 n，两个维度内的视场范围分别为

$$FOV_\theta = m\Delta\theta \qquad FOV_\phi = n\Delta\phi \tag{8.2}$$

其中 FOV_θ 和 FOV_ϕ 量纲为弧度。总的视场范围量纲为立体弧度，即

$$FOV = FOV_\theta FOV_\phi = mn\Delta\theta\Delta\phi \tag{8.3}$$

如果俯仰面和方位面波束宽度相等，总的视场范围为

$$FOV = N\Delta\theta^2 \tag{8.4}$$

其中 $N = mn$，是一幅图像中的总像素数。

8.1.2.2 帧速

成像系统的帧数 f_r 取决于波束扫描的像素数量以及每个像素的观测时间。观测时间取决于主动和被动系统的积分时间。主动成像系统采用发射脉冲波形，因而可以采用脉冲积分方式改善角度位置准确度，这种方法称为相干脉冲积分。而连续波主动式系统和被动式系统需要通过延长积分时间方式实现更准确的分辨率和温度灵敏度。在一次成像时间（$t_f = f_r^{-1}$）内，一个二维扫描成像系统必须在每个像素处都进行停留。二维扫描成像仪的观测时间可以表示为

$$\tau_d = \frac{t_{f,2\mathrm{D}}}{N} = \frac{1}{Nt_{r,2\mathrm{D}}} \tag{8.5}$$

或者以观测时间表示的帧率为

$$f_{r,2\mathrm{D}} = \frac{1}{N\tau_d} \tag{8.6}$$

如果成像仪仅在一个维度中进行扫描，而在其他维度中使用扇形波束覆盖，则帧率为

$$f_{r,1\mathrm{D}} = \frac{1}{n\tau_d} \tag{8.7}$$

8.2 干涉式成像系统

干涉式成像仪利用一个稀疏的辐射计接收机阵列以获得视场范围内的图像。不同于扫描成像仪，干涉式成像仪属于凝视成像，不需要机械扫描。此外，干涉式成像仪的分辨率等同于一个具有相同最大阵列尺寸相控阵的分辨率，相比于完全填充的相控阵，它具有重量轻、功耗小等优点。干涉式成像仪本质上是由一组相关辐射计组成，这些相关辐射计用来对稀疏阵列中任意两个天线接收到的信号进行两两相关运算，因此，相关器是描述干涉式成像系统复杂度的一个关键指标。由于稀疏阵列带来的优势，干涉式成像仪已经被越来越多地应用在安防领域，例如违禁物品检测。对于干涉式成像仪，天线接收到的信号首先被下变频为中频信号，再进行数字采样，从而采用数字相关器代替模拟相关器。本节将分析干涉式成像仪的基本原理，及其在安防遥感领域的应用。

8.2.1 简介

干涉成像技术起源于20世纪中期用来观察天文活动的射电天文学[32-36]。射电天文学家们发现通过计算两个天线输出信号的互相关的同时移动一个天线，使得在观测时间内获得一系列不同的基线，从而获得一幅分辨率等同于一个具有相同最大基线的天线阵列分辨率的辐射图像。地球的自转有相同的功能，这里的投影基线（通过源观测的基线）随着地球的转动而变化。这个概念可以扩展到二维射电望远镜阵列，例如在美国新墨西哥州的甚大天线阵（Very Large Array，VLA）。在20世纪后期，综合孔径的概念被应用到卫星遥感领域，以获得地球表面温度分布[37-39]。通过在不同的频段测量地球的辐射亮温，可以获得其表面的多种性质，例如土壤湿度。类似于射电天文中的应用，相比于实孔径和完全填充的相控阵，稀疏的干涉式成像系统更轻更容易部署在卫星上。

安防遥感作为一个新兴的领域，正在利用许多在射电天文和卫星遥感领域发展的干涉成像技术。尽管在应用场景上存在差距，干涉成像的许多基本原理适用于所有领域。对于这三个应用领域，最主要的区别是观测距离。在射电天文中，待观测源通常都位于数百个光年以外，太阳系中距离最近的待观测物体也在数千公里以上。在卫星遥感中，卫星遥感器和地球表面的距离为数百公里。而对于安防遥感应用，遥感器与物体之间的距离很少超过几十米。尽管在这 3 个领域中观测距离具有巨大差距，但只要物体位于天线的远场区域，干涉成像理论都将适用。

观测时间是干涉仪应用于这 3 个领域的另一个重要的区别。对于射电天文阵列，只要观测源不被地球遮挡，测试可以持续观测数个小时，而且能够将多天的测量结果进行整合。相比之下，由于测量平台在运动，卫星遥感阵列必须在感兴趣的观测点离开天线波束范围之前完成测量。如第 6 章所述，辐射计的灵敏度随着观测时间的增加而提高，因此射电天文阵列具有观测极弱物体的能力，同时，由于有限的积分时间将

导致卫星遥感阵列的灵敏度降低。对于安防成像仪，由于观测物体也不可能长期地位于阵列的波束内，因此其在观测时间方面与卫星遥感成像仪类似。干涉式成像仪在射电天文和卫星遥感领域所显示出来的优势，同样适用于安防遥感成像领域，例如，在稀疏阵列的情况下，可以达到与完全填充的相控阵相同的图像分辨率。

8.2.2　成像原理

干涉式成像仪是由一组互相关接收机组成的，因此这里对第 6 章介绍过的相关辐射计的响应先做一个回顾。特别要指出的是，第 6 章主要是针对点源情况进行讨论的，对成像仪来说更注重分析相关辐射计对分布源的响应；通过这个分析，可以看到互相关接收机作为空间滤波接收机的特性能够被更明显地展示出来。成像过程是要首先对辐射源的空间频率进行离散采样，而每一空间频率对应一对天线，或叫作基线。在每一空间频率上的测量值称为可视度函数，它通过傅里叶变换与辐射源的辐射温度分布相关联。成像时，要利用傅里叶变换对在空间频率上采样的可视度函数值进行处理。

为进行二维成像，需要在两个正交的角维度上对空间辐射进行测量。为使叙述简单，在后面几节关于干涉式成像的讨论中将从一维成像说起，因为一维情况的许多概念可以更简明地进行描述，且可以直接推广至二维情况。另外，相干式成像仪是有一组两天线单元的相关辐射计所组成，而每对天线的条纹方向图和带宽方向图实际上是沿着天线基线的一维响应。关于二维成像的内容，包括相干阵列，将在分析完一维响应之后进行讨论。

8.2.2.1　可视度函数

二元相关接收机的原理如图 8.4 所示，假定发射源位于 p 点，如式（6.58）所示，入射到两个接收天线的功率谱为

$$P_{f,1}(s_1)=\frac{kA_e}{\lambda^2}T(s_1)A(s_1)\,\mathrm{d}f\mathrm{d}s_1 \qquad (8.8)$$

$$P_{f,2}(s_2)=\frac{kA_e}{\lambda^2}T(s_2)A(s_2)\,\mathrm{d}f\mathrm{d}s_2 \qquad (8.9)$$

式中，s_i 表征从天线 i 到点源 p 之间的矢量；A_e 表示单元天线的有效面积；T 为源的辐射温度；A 为天线方向图。

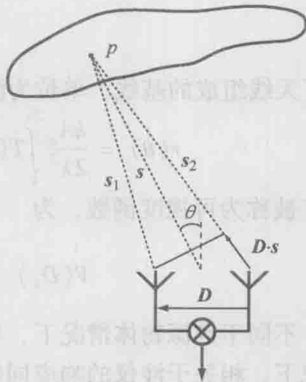


图 8.4　一个观测分布源的二元相关接收机

由于热辐射的极化方向是随机的，而天线的极化方向是特定的，因而式（8.8）和式（8.9）仅表征了入射到天线口径总功率的一半，其中的 1/2 项被亮温的定义式（6.47）中的因子 2 抵消。每个接收机的电压 v_i 正比于接收机功率的方均根。假定观测源位于单元天线的远场区域，则

$$|s_1|=|s_2|=|s| \qquad (8.10)$$

因此，其具有一致的电压幅度响应，同时，相位偏差为 $\phi = 2\pi f_c(s_1 - s_2) = 2\pi f_c \tau_g$，其中 τ_g 为接收波前到两个天线之间的几何时间延迟。复相关器的输出响应为

$$r(\tau) = \langle v_1(t) v_2(t) \rangle = \frac{kA_e}{2\lambda^2} T(\theta) A(\theta) e^{j2\pi f_c \tau_g} df d\theta \tag{8.11}$$

其中 θ 为天线的垂射方向到点源 p 之间的夹角。其中 1/2 项是由两个接收机信号的直流和 $2f_c$ 分量相乘得到，如 6.4.3 节所示，其中高频率分量被积分过程的低通滤波器所滤除。在频域和空间上进行积分，获得干涉仪的响应为

$$r(\tau) = \frac{kA_e}{2\lambda^2} \int_0^{2\pi} T(\theta) A(\theta) F(\theta) e^{f\, 2\pi f_c \tau_g} d\theta \tag{8.12}$$

其中 F 为第 6 章中描述的带宽方向图，它起源于接收机的有限带宽。指数项描述了复的条纹方向图案，对于一个非复相关器，其对应的条纹方向图案为一个余弦函数。理论上，上式的积分限为整个球面，而实际中，通常受限于有限的天线方向图和带宽方向图，使其具有较窄的角范围。在此角范围内，若物体占有更小的角度，则积分限将减小为物体所占有的角度范围。

天线接收到信号辐射的几何时间延迟为

$$\tau_g = \frac{1}{c} D \cdot s = \frac{1}{c} D \sin\theta \tag{8.13}$$

因此，由于几何时间延迟和辐射频率导致的条纹洗涤函数的相位为

$$f_c \tau_g = \frac{1}{\lambda} D \sin\theta = D_\lambda \sin\theta \tag{8.14}$$

其中

$$D_\lambda = \frac{D}{\lambda} \tag{8.15}$$

描述了天线组成的基线，单位为波长。因此，干涉仪的响应可被描述为

$$r(\theta) = \frac{kA_e}{2\lambda^2} \int_0^{2\pi} T(\theta) A(\theta) F(\theta) e^{f\, 2\pi D_\lambda \sin\theta} d\theta = \frac{kA_e}{2\lambda^2} V(D_\lambda) \tag{8.16}$$

其中 V 被称为可视度函数，为

$$V(D_\lambda) = \int_0^{2\pi} T(\theta) A(\theta) F(\theta) e^{f\, 2\pi D_\lambda \sin\theta} d\theta \tag{8.17}$$

因此，不同于点源物体情况下，相关干涉仪的响应正比于物体的辐射亮温，在扩展物体情况下，相关干涉仪的响应同辐射区域的可视度函数成正比。为了获得场景内的温度图像，测得的可视度必须转换为辐射亮温，两者之间满足傅里叶变换的关系。

假定干涉仪观测位于 θ_0 角的点源物体，则其亮温分布为

$$T(\theta) = T_p \delta(\theta - \theta_0) \tag{8.18}$$

此时，可视度函数为

$$V(D_\lambda) = T_p A(\theta_0) F(\theta_0) e^{f\, 2\pi D_\lambda \sin\theta_0} \tag{8.19}$$

同时，干涉仪的响应为

$$r(D_\lambda, \theta_0) = \frac{kA_e}{2\lambda^2} T_p A(\theta_0) F(\theta_0) e^{j2\pi D_\lambda \sin\theta_0} \tag{8.20}$$

条纹洗涤函数在整个带宽内的积分导致了带宽方向图的产生，对于一个带宽为 Δf 的矩形通带，其带宽方向图为

$$F(\theta_0) = \frac{1}{2}\Delta f \mathrm{sinc}\left(\pi \Delta f \frac{D}{c} \sin\theta\right) \tag{8.21}$$

其产生了复的干涉仪响应

$$r(\theta_0) = \frac{A_e}{4\lambda^2} kT_p \Delta f A(\theta_0) \mathrm{sinc}\left(\pi \Delta f \frac{D}{c} \sin\theta_0\right) e^{j2\pi D_\lambda \sin\theta_0} \tag{8.22}$$

其实部为

$$r^R(\theta_0) = \frac{A_e}{4\lambda^2} kT_p \Delta f A(\theta_0) \cos(2\pi D_\lambda \sin\theta_0) \mathrm{sinc}\left(\pi \Delta f \frac{D}{c} \sin\theta_0\right) \tag{8.23}$$

对于一个单位增益（$G_{sys}=1$）的非复相关辐射计，上式与 6.4.3.1 节中推导的点源响应完全一致。当观测一个点源物体时，天线对所测得的可视度函数等于该点源的经过天线，带宽方向图和条纹方向图案的空间滤波处理后的辐射亮温。

8.2.2.2　可视度与辐射温度之间的傅里叶变换关系

干涉仪的响应是直接测量辐射区域的可视度，然而图像需要以辐射温度的形式表征。可视度函数与场景温度之间存在傅里叶变换的关系，因此采样足够的空间频率，反演测量的可视度函数，就可以获得要求的辐射温度图像。通常情况下，可视度函数为

$$V(D_\lambda) = \int_0^{2\pi} \hat{T}(\theta) e^{j2\pi D_\lambda \sin\theta} d\theta \tag{8.24}$$

其中

$$\hat{T}(\theta) = T(\theta) A(\theta) F(\theta) \tag{8.25}$$

被称为修正的辐射温度，其为被天线方向图和带宽方向图修正后的真实辐射温度。

式（8.24）中的指数项，可以通过基线和方向余弦进行描述，方向余弦的定义为

$$\gamma = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = \sin\theta \tag{8.26}$$

其中

$$d\theta = \frac{d\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \tag{8.27}$$

此时，可视度函数转变为

$$V(D_\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{T}(\gamma) e^{j2\pi D_\lambda \gamma} \frac{d\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \tag{8.28}$$

将上式分母项归入修正辐射温度中

$$V(D_\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{T}'(\gamma) e^{j2\pi D_\lambda \gamma} d\gamma \tag{8.29}$$

此时，修正辐射温度变为

$$\dot{T}'(\gamma)=\frac{T(\gamma)A(\gamma)F(\gamma)}{\sqrt{1-\gamma^2}} \tag{8.30}$$

如果物体的温度分布占有较小的视场角度范围，使得 $\gamma^2=\sin^2\theta<<1$，同时

$$\dot{T}'(\gamma)\approx\dot{T}(\gamma) \tag{8.31}$$

在安防成像应用中，这种假设通常都是成立的。对于安全检测成像的视场范围，其视场角度只需要在几米的成像距离内足以观测一个人的范围，因此较大的偏离角度并不包含在图像以内。因此可视度变为

$$V(D_\lambda)=\int_{-\infty}^{+\infty}\dot{T}(\gamma)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi D_\lambda\gamma}\mathrm{d}\gamma \tag{8.32}$$

上式表征了以基线为单位的可视度函数与以方向余弦为单位的修正辐射温度之间满足傅里叶变换关系。因此，通过对测得的可视度函数进行傅里叶逆变换就可以得到物体的修正辐射温度

$$\dot{T}(\gamma)=\int_{-\infty}^{+\infty}V(D_\lambda)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi D_\lambda\gamma}\mathrm{d}D_\lambda \tag{8.33}$$

假定干涉仪仅由一对天线组成的基线 $D_{\lambda1}$ 组成，此时，物体的修正辐射温度变为

$$\dot{T}(\gamma)=\int_{-\infty}^{+\infty}V(D_\lambda)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi D_\lambda\gamma}\delta(D_\lambda-D_{\lambda1})\mathrm{d}D_\lambda=V(D_{\lambda1})\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi D_{\lambda1}\gamma} \tag{8.34}$$

通过上式可知，若可视度仅包含一条基线，则获得的修正辐射温度为一个常数。因此，为了获得一幅图像，可视度的测量必须包含一定数量的不同基线。一系列连续的天线基线可以提供一个连续的可视度采样，可将其重构为物体的修正辐射温度。理论上，这种类型的采样可以保持一个天线不动，另一个天线沿着一条轨道滑动的同时不断测量干涉仪的响应而获得。而实际中，该方法不但增加了测量时间，而且需要被测物体在整个测量时间以内保持静止。连续的可视度采样也可通过一个最小冗余阵列来实现，它在给定的最大基线要求的基础上，可以利用最少的天线实现所有必需的空间频率的测量。稀疏的阵列导致了可视度函数的离散采样，从而导致重构的修正辐射温度的混叠和欠采样。针对可视度采样，本章的 8.2.3 节将进行进一步的介绍。

8.2.2.3 相关式干涉仪的空间滤波效应

本质上，一个二元相关式干涉仪可以被当作一个空间滤波器，该滤波器只与天线基线决定的空间频率和观测源的偏离角度有关。通过观测源获得的基线或是投影基线为 $D_\lambda\cos\theta$。在安防遥感应用中，待成像的源物体通常位于天线阵的侧面，从而使得在任意相对角度上，投影基线都近似等于真实基线。在这种情况下，可以通过一个简单的例子来说明干涉仪的可视度是由空间频域所组成的函数，其中，物体源与天线阵中心偏离角度为 θ_0，此时，干涉仪的响应式（8.16）为

$$r(\theta_0)=\int_0^{2\pi}T(\theta)K(\theta-\theta_0,D_\lambda)\mathrm{d}\theta \tag{8.35}$$

其中

$$K(\theta-\theta_0,D_\lambda)=\frac{kA_e}{2\lambda^2}A(\theta-\theta_0)F(\theta-\theta_0)e^{j2\pi D_\lambda \sin(\theta-\theta_0)} \tag{8.36}$$

为系统方向图，其包含了天线方向图，带宽方向图和条纹方向图。也可以采用另一种方式描述上式

$$K(\theta-\theta_0,D_\lambda)=\frac{kA_e}{2\lambda^2}K_B(\theta-\theta_0)e^{j2\pi D_\lambda(\theta-\theta_0)} \tag{8.37}$$

其中

$$K_B(\theta)=A(\theta)F(\theta) \tag{8.38}$$

为系统波束方向图，它等于天线方向图与空间滤波器响应的乘积，而空间滤波器响应是由带宽方向图决定的。不同于系统波束方向图仅解释干涉仪的空间滤波效果，系统响应还包括了空间条纹洗涤效应。

系统的带宽方向图和条纹方向图都是角对称的，假定天线方向图也是角对称的，则 $K(\theta,D_\lambda)=K(-\theta,D_\lambda)$。此时，干涉仪的响应变为

$$r(\theta_0)=\int_0^{2\pi}T(\theta)K(\theta_0-\theta,D_\lambda)\mathrm{d}\theta \tag{8.39}$$

由上式可知，干涉仪的响应为辐射温度与系统响应的卷积

$$r(\theta)=T(\theta)*K(\theta,D_\lambda) \tag{8.40}$$

若物体的范围足够小，使得在整个物体范围内天线方向图和带宽方向图都为常数，则

$$r(\theta)=\alpha T(\theta)e^{j2\pi D_\lambda \sin\theta} \tag{8.41}$$

其中，常数 α 包含了 $kA_e/2\lambda^2$ 以及天线方向图和带宽方向图的系数。

基线可以定义为空间频率的量纲

$$u=D_\lambda=\frac{D}{\lambda} \tag{8.42}$$

定义为每一弧度内的周期个数，由天线基线和辐射的波长所决定。结合方向余弦，干涉仪响应可以采用空间频域来描述

$$r(\gamma)=\alpha T(\gamma)e^{j2\pi u\gamma} \tag{8.43}$$

假定干涉仪的天线是固定不动的，且只有一条基线，其测量的空间频率分量为 u_0。干涉仪的响应为空间频率的函数，即为上式得傅里叶变换。假定天线方向图和带宽方向图为常数，此时，可视度函数为辐射温度的傅里叶变换

$$T(\gamma)\Leftrightarrow V(u) \tag{8.44}$$

其中，⇔表示傅里叶变换。其条纹洗涤函数变为

$$e^{j2\pi u_0\gamma}\Leftrightarrow\delta(u-u_0) \tag{8.45}$$

由傅里叶变换的卷积理论可知，式（8.43）的傅里叶变换为

$$R(u)=V(u)\delta(u-u_0) \tag{8.46}$$

因此干涉仪的空间频率响应为一个在空间频率 u_0 处的狄拉克函数与可视度的相乘。因此，干涉仪的基线可以理解为对某个特定频率的可视度函数的采样，其实质上为一个

与场景空间频率有关的空间滤波，如图 8.5 所示。

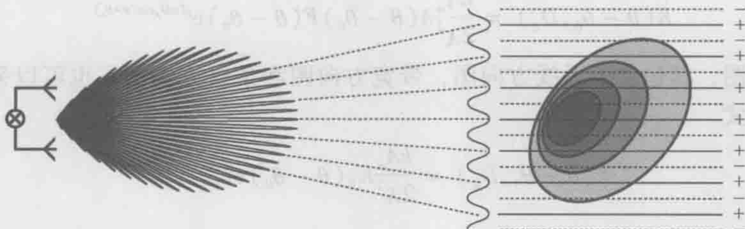


图 8.5 图像空间滤波造成的条纹方向图

8.2.3 可视度的采样

对于一个单独的二元干涉仪，其仅包括一个单一频率采样的可视度函数，因此其通过傅里叶逆变换重构的修正辐射温度为一个常数。通常情况下，修正辐射温度为

$$\hat{T}(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(u)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u\sin\theta}\mathrm{d}u \tag{8.47}$$

上式的积分限表明，可视度测量覆盖了所有可能的基线。在实际系统中，受限于天线阵的尺寸，仅测量一定范围的基线。此空间频率采样的函数被称为采样函数 $S(u)$。此时，重构的辐射温度可由可视度与采样函数来给出

$$\hat{T}_{\mathrm{R}}(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(u)S(u)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u\sin\theta}\mathrm{d}u \tag{8.48}$$

式中，$\hat{T}_{\mathrm{R}}$ 表示重构的辐射温度，其为对可视度进行空间采样的测量结果。在射电天文中，该处重构的辐射温度被称为“脏图”，其重点描述了采样函数的失真对真实辐射温度分布的影响。由傅里叶卷积理论可知，重构的辐射温度图像是与物体实际辐射温度有关的

$$\hat{T}_{\mathrm{R}} = \hat{T} * PSF \tag{8.49}$$

其中

$$PSF(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(u)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u\sin\theta}\mathrm{d}u \tag{8.50}$$

为点扩散函数，其也被称为综合波束。由上式可知，点扩散函数为采样函数的傅里叶变换。

如果仅有一条基线对可视度进行采样，其采样函数为

$$S(u) = \delta(u - u_0) \tag{8.51}$$

同时，点扩散函数为

$$PSF(\theta) = \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u_0\sin\theta} \tag{8.52}$$

此时，重构的辐射温度图像为

$$\hat{T}_{\mathrm{R}}(\theta) = V(u_0)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u_0 \sin\theta} \tag{8.53}$$

当测量的天线基线为连续变化时，采样函数为空间频域的一个连续函数。例如，当采样函数为一个连续函数，且具有一致的采样频率间隔 Δu

$$S(u) = \Pi\left(\frac{u}{\Delta u}\right) \tag{8.54}$$

此时，点扩散函数变为

$$PSF(\theta) = \frac{1}{\Delta u}\mathrm{sinc}(\pi \Delta u \sin\theta) \tag{8.55}$$

通过上式可知，由于点扩散函数中 sinc 函数的旁瓣的影响，将导致测量辐射温度的失真。为了减少旁瓣的影响，可以对采样函数进行加窗处理，如图 8.6 所示。对采样函数进行三角函数加窗时

$$S(u) = \Lambda\left(\frac{u}{\Delta u}\right) \tag{8.56}$$

此时，点扩散函数为

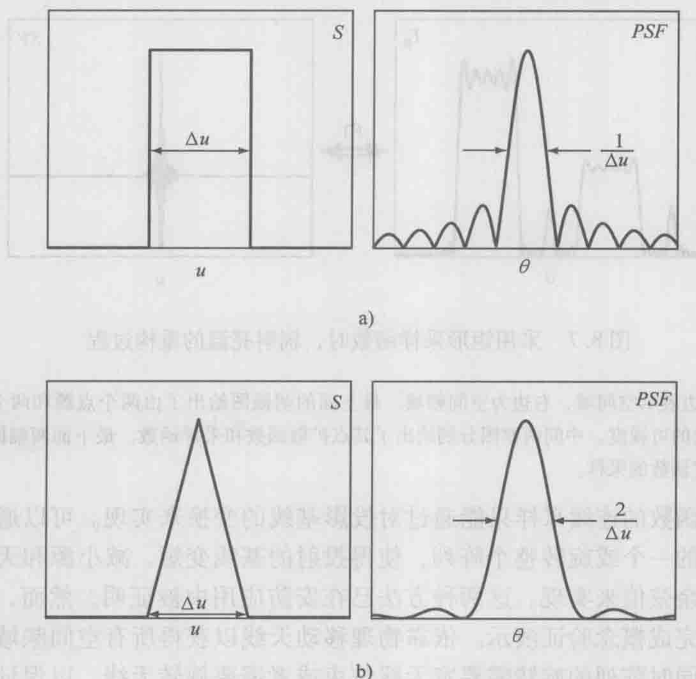


图 8.6　均匀加窗（图 a）与三角加窗（图 b）的采样函数及其点扩散函数

$$PSF(\theta) = \frac{1}{\Delta u}\mathrm{sinc}^2(\pi \Delta u \sin\theta) \tag{8.57}$$

图 8.7 和图 8.8 分别给出了采用均匀加窗和三角加窗的图像重构过程。

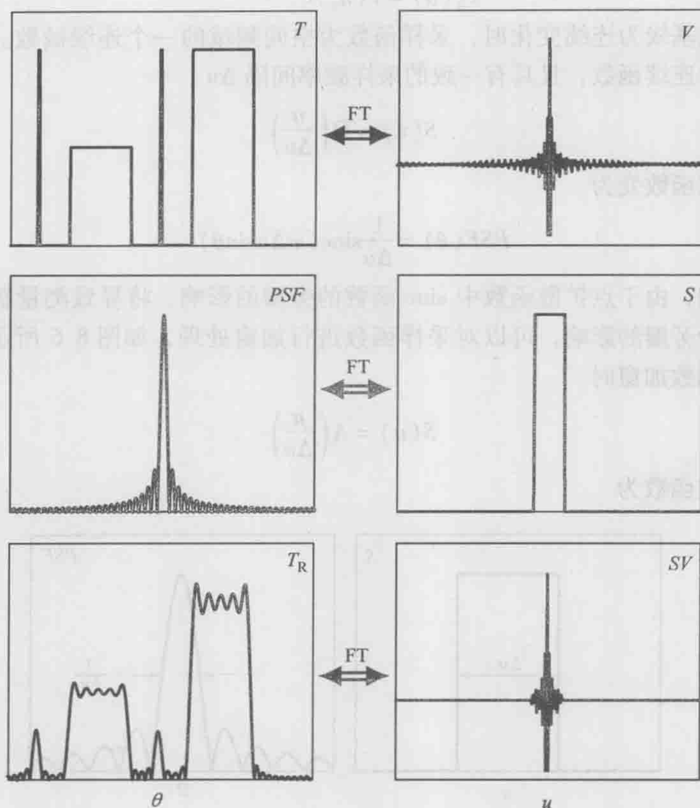


图 8.7 采用矩形采样函数时，辐射亮温的重构过程

注：图中左边表示空间域，右边为空间频域。最上面的两幅图给出了由两个点源和两个分布源组成的温度分布及其对应的可视度。中间两幅图分别给出了其点扩散函数和采样函数。最下面两幅图给出了重构的辐射温度及可视度函数的采样。

对可视度函数的连续采样只能通过对投影基线的变换来实现。可以通过物理地移动所述天线中的一个或旋转整个阵列，使得投射的基线变短，减小源和天线之间垂射方向的夹角的余弦值来实现。这两种方法已在安防应用中被证明。然而，这样的实现通常仅是为了完成概念验证演示。依靠物理移动天线以获得所有空间频域的采样需要较长的时间，同时阵列的旋转需要宽天线波束或者需要旋转天线，以保证在整列的旋转过程中天线波束对物体的覆盖。由于这些机械方面的限制，对于一个特定的最大基线，通常都采用一个稀疏的凝视阵列来完成对所有可能基线的可视度函数的离散采样，此时，为了获得所有基线的可视度函数，需要对每个非冗余的天线对的输出进行互相关处理。

凝视阵列可以通过相关运算来获得静止物体的离散采样。对于一个由 N 个单元天线组成的天线阵列，其离散采样函数为

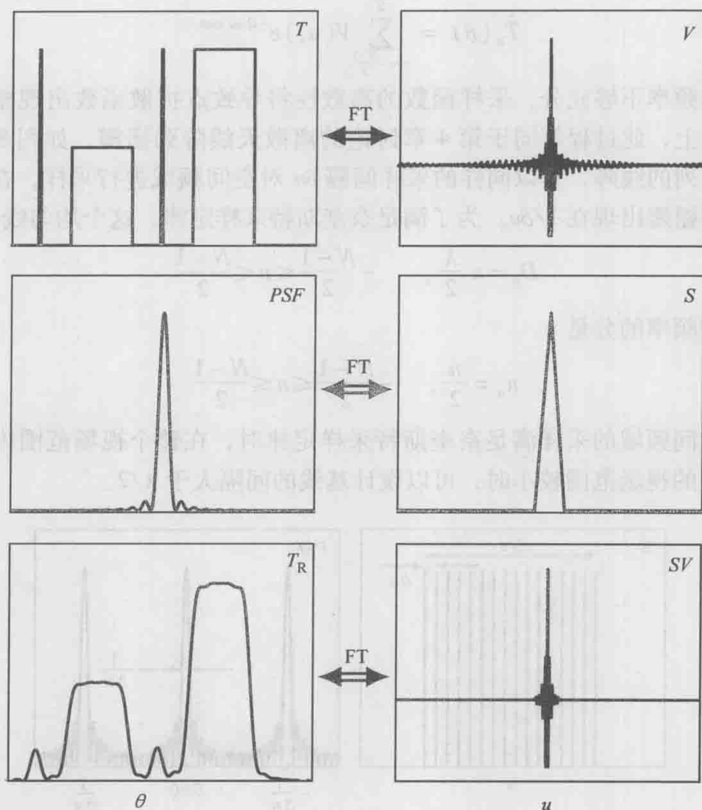


图 8.8　以三角形采样函数为例，辐射温度的重构过程，其假定的温度分布同图 8.7 中的完全一致

注：如图中的点扩散函数所示，陡峭的采样函数降低了旁瓣，然而，同时也造成了分辨率的下降。

$$S(u) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \delta(u - u_n) \tag{8.58}$$

其中

$$u_n = \frac{D_n}{\lambda}, \quad -\frac{N-1}{2} \leqslant n \leqslant \frac{N-1}{2} \tag{8.59}$$

为以基线 D_n 为单位的空间频率。上式中，对于零基线 $n=0$ 项，空间频率为 0，其为干涉仪的全功率响应。此时，其系统点扩散函数可以通过对式（8.58）的傅里叶变换获得

$$PSF(\theta) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \delta(u - u_n) \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u \sin\theta} = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u_n \sin\theta} \tag{8.60}$$

此时，重构的辐射温度为

$$\hat{T}_{R}(\theta) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} V(u_n)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u_n \sin\theta} \tag{8.61}$$

如果空间采样频率不够充分，采样函数的离散性将导致点扩散函数出现栅瓣，从而造成混叠。事实上，此过程等同于第4章讨论的离散天线阵列栅瓣，如图8.9所示。如果一个均匀排列的线阵，其以同样的采样间隔 δu 对空间频域进行采样，在空域上，其点扩散函数的栅瓣出现在 $1/\delta u$。为了满足奈奎斯特采样定律，这个均匀线阵的基线为

$$D_n = n\frac{\lambda}{2}, \quad -\frac{N-1}{2} \leqslant n \leqslant \frac{N-1}{2} \tag{8.62}$$

其产生的空间频率的分量

$$u_n = \frac{n}{2}, \quad -\frac{N-1}{2} \leqslant n \leqslant \frac{N-1}{2} \tag{8.63}$$

因此，当对空间频域的采样满足奈奎斯特采样定律时，在整个视场范围内都不会产生栅瓣。当需要的视场范围较小时，可以设计基线的间隔大于 $\lambda/2$。

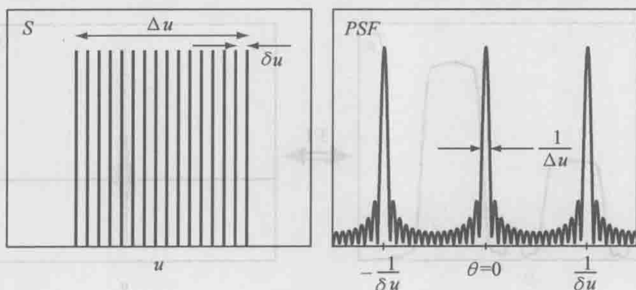


图 8.9 离散采样函数及其在点扩散函数中产生的栅瓣

8.2.4 二维可视度

前面的章节中，已经从 θ 域的角度对一维干涉成像过程进行了描述。将之前的分析扩展到 ϕ 维，就可以实现二维的干涉成像。其实现的几何模型如图8.10所示。此时，根据式（8.16），此二维干涉仪的响应为

$$r(\theta,\phi) = \frac{kA_e}{2\lambda^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} T(\theta,\phi)A(\theta,\phi) F(\theta,\phi)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi(u\sin\theta\cos\phi + v\sin\theta\sin\phi)}\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi \tag{8.64}$$

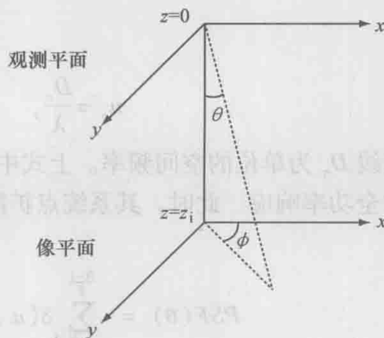


图 8.10 二维成像几何模型

其中

$$u = \frac{D_x}{\lambda} \tag{8.65}$$

$$v = \frac{D_y}{\lambda} \tag{8.66}$$

分别为在 x 和 y 维的空间频率分量，其中 D_x 和 D_y 分别为沿着 x 和 y 方向上的基线。上式中，u 和 v 都是以单位弧度内的周期数进行测量的。因此二维可视度函数可描述为

$$V(u,v) = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \dot{T}(\theta,\phi)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi(u\sin\theta\cos\phi + v\sin\theta\sin\phi)}\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi \tag{8.67}$$

同时，其重构的辐射温度为

$$\hat{T}_{\mathrm{R}}(\theta,\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} V(u,v)S(u,v)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi(u\sin\theta\cos\phi + v\sin\theta\sin\phi)}\mathrm{d}u\mathrm{d}v \tag{8.68}$$

式中，S 表示二维采样函数，对于一个由 $N \times M$ 个单元天线组成的二维干涉阵列，其通过以下采样函数实现对空间频域的采样

$$S(u,v) = \sum_n \sum_m \delta(u - u_n)\delta(v - v_m) \tag{8.69}$$

其二维点扩散函数为

$$PSF(\theta,\phi) = \sum_n \sum_m \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi(u_n\sin\theta\cos\phi + v_m\sin\theta\sin\phi)} \tag{8.70}$$

此时，从可视度函数离散采样重构出的物体辐射温度分布为

$$\hat{T}_{\mathrm{R}}(\theta,\phi) = \sum_n \sum_m V(u_n,v_m)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi(u_n\sin\theta\cos\phi + v_m\sin\theta\sin\phi)} \tag{8.71}$$

8.2.5　成像灵敏度

重构图像的灵敏度由噪声门限确定，灵敏度低于此噪声门限，物体源不能被检查出来。这个噪声限度是指当测量式（8.71）时存在的测量噪声，即重构的物体辐射温度的标准差。实际系统中，可视度采样测量过程总是存在有测量噪声 ε_{nm}，此时，重构的物体辐射温度为

$$\hat{T}_{\mathrm{R}}(\theta,\phi) = \sum_n \sum_m (V_{nm} + \varepsilon_{nm})\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi(u_n\sin\theta\cos\phi + v_m\sin\theta\sin\phi)} \tag{8.72}$$

其中 $V_{nm} = V(u_n, n_m)$。对于图像中某一个像素点（θ_0，ϕ_0），其重构的辐射温度是成像仪所有频率分量上的可视度与噪声的求和。如果在图像中，不存在某些物体比其他物体亮很多，则所有像素点的噪声标准差基本一致。在这种情况下，图像的灵敏度可以采用一个单独的像素点来分析。为了简化分析，我们选择图像的中心点（$\theta_0 = 0$，$\phi_0 = 0$）为例进行讨论。针对此像素点，重构的辐射温度为

$$\hat{T}_{\mathrm{R}} = \sum_n \sum_m (V_{nm} + \varepsilon_{nm}) \tag{8.73}$$

灵敏度为上式的标准差，其计算方法为首先计算此像素重构的辐射温度的方差

$$\sigma_{\mathrm{P}}^2 = \langle \hat{T}_{\mathrm{R}}^2 \rangle - \langle \hat{T}_{\mathrm{R}} \rangle^2 \tag{8.74}$$

其中，第一项为

$$
\begin{aligned}
\langle \hat{T}_{\mathrm{R}}^{2} \rangle &= \sum_{n} \sum_{m} \langle (V_{nm} + \varepsilon_{nm})^{2} \rangle \\
&= \sum_{n} \sum_{m} (\langle V_{nm}^{2} \rangle + \langle \varepsilon_{nm}^{2} \rangle) \\
&= NM(V_{nm}^{2} + \langle \varepsilon_{nm}^{2} \rangle)
\end{aligned} \tag{8.75}
$$

其中，$\langle V_{nm}\varepsilon_{nm} \rangle = 0$，$\langle V_{nm} \rangle = V_{nm}$。重构的辐射温度的期望为

$$
\begin{aligned}
\langle \hat{T}_{\mathrm{R}} \rangle &= \sum_{n} \sum_{m} \langle V_{nm} + \varepsilon_{nm} \rangle \\
&= \sum_{n} \sum_{m} V_{nm} \\
&= NMV_{nm}
\end{aligned} \tag{8.76}
$$

其中，$\langle \varepsilon_{nm} \rangle = 0$，将式（8.75）和式（8.76）代入式（8.74），可得其方差为

$$
\sigma_{\mathrm{p}}^{2} = NM\langle \varepsilon_{nm}^{2} \rangle \tag{8.77}
$$

为了简化起见，一个单独的二元相关干涉仪噪声的方差可以通过计算该零均值噪声二次方的期望 $\langle \varepsilon_{nm}^{2} \rangle$ 获得，其二次方根为噪声的标准差，其描述了一个二元干涉仪的辐射温度灵敏度

$$
\sqrt{\langle \varepsilon_{nm}^{2} \rangle} = \Delta T = \frac{T_{\mathrm{sys}}}{\sqrt{2\Delta f\tau}} \tag{8.78}
$$

其中，假定了每个接收机都具有相同的接收机噪声温度 T_{sys}。此时，灵敏度为式（8.77）的二次方根

$$
\Delta \hat{T}_{\mathrm{R}} = \sigma_{\mathrm{p}} = \Delta T \sqrt{NM} \tag{8.79}
$$

将式（8.78）代入上式，可以获得该像素点的灵敏度为

$$
\Delta \hat{T}_{\mathrm{R}} = T_{\mathrm{sys}} \sqrt{\frac{NM}{2\Delta f\tau}} \tag{8.80}
$$

由上式可知，图像辐射灵敏度的下降与测量的可视度采样总点数 NM 的二次方根有关。这种灵敏度下降表明，在重构的辐射温度中任意一个像素点都是整个空间频域测量值的总和，且其中每个测量值中包含有噪声。

与扫描式的全功率辐射计相比，根据式（6.136），其灵敏度为

$$
\Delta T = \frac{T_{\mathrm{sys}}}{\sqrt{\Delta f\tau}} \tag{8.81}
$$

将上式与式（8.80）相比，由于式（8.80）的分子项中包括测量点数的二次方根，因此干涉成像仪的灵敏度更差。然而，对于干涉式成像仪，其可以在 τ 的积分时间内测量 NM 个点数。对于扫描式的全功率成像仪来说，为了在同样的时间内测得同样的点数，其每个像素点对应的观测时间为

$$
\tau_{\mathrm{p}} = \frac{\tau}{NM} \tag{8.82}
$$

将上式代入式（8.81），可获得全功率辐射计所测量图像中一个像素点的灵敏度为

$$
\Delta T_{\mathrm{p}} = \frac{T_{\mathrm{sys}}}{\sqrt{\Delta f\tau_{\mathrm{p}}}} = T_{\mathrm{sys}} \sqrt{\frac{NM}{\Delta f\tau}} \tag{8.83}
$$

对比式（8.80）和式（8.83）可知，干涉式成像仪的成像灵敏度可以以扫描式全功率辐射计的成像灵敏度来描述

$$\Delta\hat{T}_{\mathrm{R}} = \frac{\Delta T_{\mathrm{P}}}{\sqrt{2}} \tag{8.84}$$

因此，对于相同测量点数的情况下，干涉式成像仪的灵敏度比一个扫描型全功率辐射计灵敏度提高了 $1/\sqrt{2}$倍。这个关系是完全成立的，且在第 6 章中已经对全功率辐射计灵敏度［见式（6.136）］和相关辐射计灵敏度［见式（6.167）］进行了推导。

8.2.6　成像分辨率和视场范围

如式（8.49）所述，干涉式成像仪重构的辐射温度分布是修正的辐射温度与干涉仪阵列组成的点扩散函数的卷积。因此，图像的分辨率与点扩散函数的波束宽度成正比，该点扩散函数为一个偏离阵列中心方向点源的系统响应。对于一个以 $\lambda/2$ 为天线间隔，均匀排布的凝视阵列，其二维的点扩散函数如式（8.70）所示。点扩散函数还可以通过在 x 和 y 方向上的阵列因子来描述[37]

$$PSF(\theta,\phi) = AF_x(\theta,\phi)AF_y(\theta,\phi) \tag{8.85}$$

其中阵列因子分别为

$$AF_x(\theta,\phi) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi u_n \sin\theta\cos\phi} \tag{8.86}$$

$$AF_y(\theta,\phi) = \sum_{m=-\frac{M-1}{2}}^{\frac{M-1}{2}} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi v_m \sin\theta\sin\phi} \tag{8.87}$$

注意，只有对于可分离阵列时，即阵列的分布是满足正交，且每一个天线单元都可以单独处理时，式（8.85）才成立。

系统的空间分辨率可以通过分析相应方向上的阵列因子获得，特别的，在 x 和 y 方向上的阵列因子的波束宽度定义了其相应方向上的空间分辨率 $\Delta\theta_{x,y}$，如图 8.11 所示。

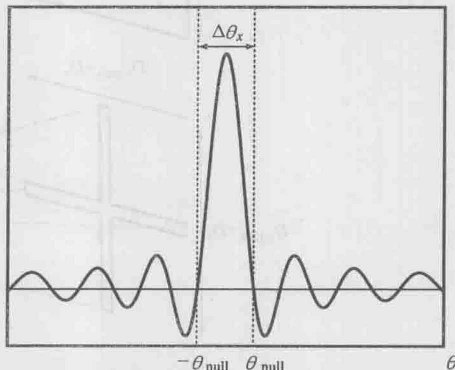


图 8.11　一个均匀线阵的阵列因子

由式（8.86）和式（8.87）可知，阵列因子分别定义为一个长度为 N 和 M 的线性天线的方向图。由 4.5.3 节中式（4.193）可知，对于在 x 方向由一定数量天线组成的线阵，其零点波束宽度为

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} \approx 2\frac{\lambda}{Nd} \tag{8.88}$$

对于一个线阵，Nd 表示这个阵列的最大尺寸。对于干涉仪来说，其最大尺寸定义为最长的天线基线 $D_{x,\max}$，因此，其零点波束宽度为

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} \approx 2\,\frac{\lambda}{D_{x,\max}} \tag{8.89}$$

同样的，对于干涉仪阵列因子在 y 方向上的零点波束宽度为

$$\theta_{\mathrm{NNBW}} \approx 2\,\frac{\lambda}{D_{y,\max}} \tag{8.90}$$

因此，以零点波束宽度定义的阵列空间分辨率为

$$\Delta\theta_{x,y} = 2\,\frac{\lambda}{D_{x,y,\max}} \tag{8.91}$$

若以 3dB 波束宽度来定义，其空间分辨率为

$$\Delta\theta_{x,y} = 0.88\,\frac{\lambda}{D_{x,y,\max}} \tag{8.92}$$

因此，干涉阵列的最长天线基线决定了干涉阵列的空间分辨率。此外，由式（8.91）可知，其与一个直径为 $D_{x,\max} \times D_{y,\max}$ 的实孔径天线的分辨率相同，如图 8.12 所示。因此，对于具有同样最大尺寸的干涉成像阵列和扫描式成像仪，它们具有同样的空间分辨率。因此，相比于一个实孔径天线和一个完全填充的二维阵列，干涉式成像仪可以利用较少的稀疏天线单元达到与其同样的空间分辨率[32]。

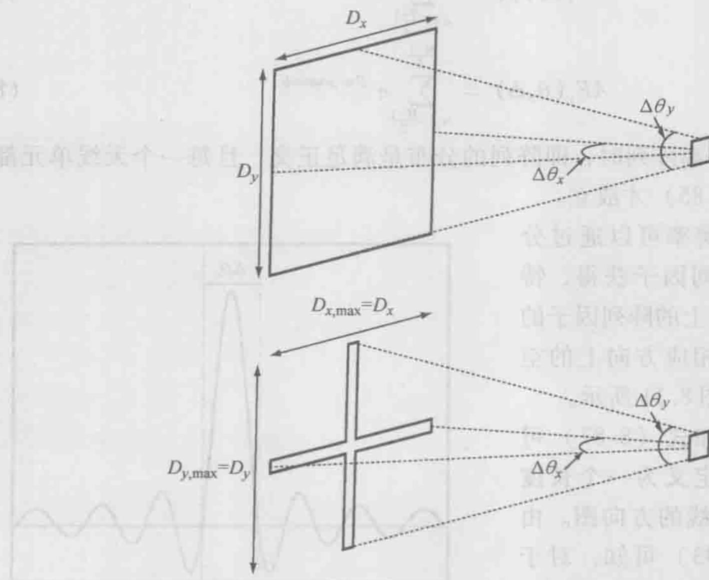


图 8.12 实孔径（上图）和稀疏干涉式孔径（下图）具有同样的空间分辨率

综上所述，干涉式成像仪的空间分辨率是由阵列中最长的天线基线所决定的。对于系统的视场范围，其受限于系统波束方向图的波束宽度。天线的波束宽度是由天线

孔径的空间尺寸决定的，而带宽方向图的波束宽度是由天线基线和接收机的带宽所决定的。对于宽的带宽方向图，视场范围主要是由天线方向图的波束宽度所决定，如图 8.13 所示。宽的带宽将导致带宽方向图波束宽度变窄，反之亦然。

当系统的带宽足够窄，从而使得带宽方向图的波束宽度远大于天线的波束宽度时，可以认为带宽方向图在整个天线波束宽度内为常数。此时，系统的视场范围是由天线波束宽度的方位角和俯仰角所决定。反之，当系统的带宽足够宽，使得天线波束宽度远大于带宽方向图的波束宽度时，可以认为天线方向图在整个视场范围内为常数。因此，系统的视场范围主要由带宽方向图波束宽度的方位角和俯仰角所决定如果天线方向图或带宽方向图的波束宽度并没有明显地比另一个宽，必须计算此两个方向图的乘积，以确定系统方位方向和俯仰方向的波束宽度。

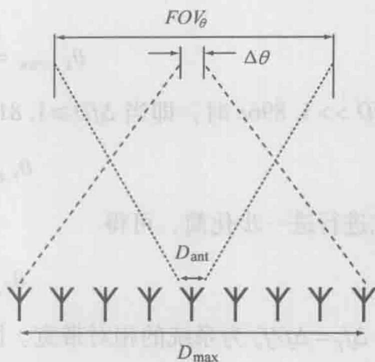


图 8.13 最长的天线基线决定了图像的空间分辨率，系统波束方向图的波束宽度决定了其视场范围（当其波束宽度较窄时，系统波束方向图近似为单元天线方向图）

在成像阵列中，当所有单元天线具有同样的孔径尺寸时，其尺寸必须小于最小的天线间隔。对于一个间隔为 $\lambda/2$ 的阵列，其最大的单元天线孔径尺寸也为 $\lambda/2$。在这种情况下，根据第 4 章的推导，对于一个矩形孔径，其天线方向图为

$$\theta_{\mathrm{A,HPBW}} = 2\arcsin\left(\frac{0.44\lambda}{d}\right) = 2\arcsin(0.88) = 2.18\mathrm{rad} = 124.7° \tag{8.93}$$

其中，$d=\lambda/2$。通常情况下，天线的波束宽度都比带宽方向图的波束宽度更宽，因此，在整个带宽方向图的波束宽度内天线方向图可以认为是不变的。在实际系统中，为了保证辐射计的温度灵敏度，其接收机的带宽通常较宽，此时对应带宽方向图的波束宽度变得更窄。因此，在下面的讨论中，可以假定天线方向图为一个常数，且采用带宽方向图来估计系统波束响应，对于一个矩形通带来说，其为

$$F(\theta) = \mathrm{sinc}\left(\pi\Delta f\frac{D}{c}\sin\theta\right) \tag{8.94}$$

实际上，此假设成立的条件为，系统中接收机带宽较宽从而产生较窄的带宽方向图波束，及小口径单元天线的较宽方向图。由于 sinc 函数的宽度与其参数成反比，带宽方向图的波束宽度与系统接收机带宽和天线基线长度成反比。因此，基线越短，带宽越窄，导致带宽方向图越宽，反之亦然。故干涉仪天线阵列中最长基线的长度决定了系统视场范围，它产生最窄的带宽方向图。

带宽方向图的半功率波束宽度是在式（8.94）等于 0.5 时所得角度的 2 倍。

$$\pi\Delta f\frac{D}{c}\sin\theta = 1.896 \tag{8.95}$$

因此

$$\theta_{\mathrm{F,HPBW}} = 2\arcsin\left(\frac{1.896c}{\pi\Delta fD}\right) \tag{8.96}$$

当 $\pi\Delta fD >> 1.896c$ 时，即当 $\Delta fD \geqslant 1.81\times10^{9}$ 时，上式可近似为

$$\theta_{\mathrm{F,HPBW}} \approx \frac{3.791c}{\pi\Delta fD} \tag{8.97}$$

对上式进行进一步化简，可得

$$\theta_{\mathrm{F,HPBW}} \approx \frac{1.2}{\Delta f_f D_\lambda} \tag{8.98}$$

其中，$\Delta f_f = \Delta f/f_c$ 为系统的相对带宽。同样的，当式（8.94）的值为零时，即

$$\pi\Delta f\frac{D}{c}\sin\theta = \pi \tag{8.99}$$

根据上式，可计算带宽方向图的零点波束宽度为

$$\theta_{\mathrm{F,NNBW}} = 2\arcsin\left(\frac{c}{\Delta fD}\right) \tag{8.100}$$

当 $\Delta fD >> c$ 时，可将此波束宽度采用系统相对带宽和基线来描述

$$\theta_{\mathrm{F,NNBW}} \approx \frac{2}{\Delta f_f D_\lambda} \tag{8.101}$$

同时，可以采用波束宽度定义干涉仪的视场范围

$$FOV_\theta = \theta_{\mathrm{F,BW}} \tag{8.102}$$

式中，$\theta_{\mathrm{F,BW}}$ 表示 3dB 波束宽度式（8.98）或是零点波束宽度式（8.101）。

由式（8.98）和式（8.101）可知，对于一个给定的波束宽度，系统的相对带宽与基线的乘积为一个常数。进一步说，系统的视场范围是由最长天线基线造成的最窄带宽方向图所决定

$$\Delta f_f \mathrm{D}_{\lambda,\max} = \frac{a}{\sin(FOV_\theta/2)} \tag{8.103}$$

其中

$$a = \begin{cases} 0.6, & \theta_{\mathrm{F,BW}} = \theta_{\mathrm{F,HPBW}} \\ 1, & \theta_{\mathrm{F,BW}} = \theta_{\mathrm{F,NNBW}} \end{cases} \tag{8.104}$$

因此，对于一个给定的波束宽度，系统的相对带宽与基线的乘积为一个常数。确定系统的带宽或最长基线中的一个参数后，可以通过所需的视场范围来确定另一个参数。此外，由式（8.103）可知，当天线阵列减小时，为了保持视场范围不变，必须增加接收机的带宽。同样，当系统相对带宽减小时，为了保持视场范围恒定，必须增大天线阵列的基线。同时，根据式（8.91）可知，增大最长天线基线的尺寸，可以获得更高的图像分辨率。而另一方面，减小接收机的带宽将会导致系统温度灵敏度的恶化。因此，对于一个给定的视场范围，在某一个域内增加分辨率将会导致另一个域内分辨率的下降。图 8.14 描述了天线波束宽度（FOV）与系统相对带宽和天线基线乘积的关系。

当系统的视场范围足够小，满足 sin（$FOV/2$）$\approx FOV/2$ 时，系统带宽和分辨率的

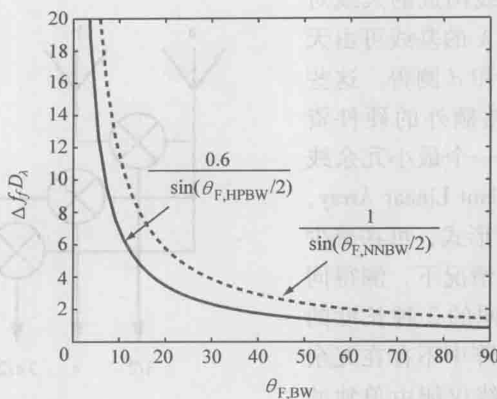


图 8.14 带宽方向图波束宽度与系统相对带宽和天线最大基线乘积的关系

折中可以通过下式表征

$$\Delta f_f D_{\lambda,\max} = \frac{2a}{FOV_\theta} \tag{8.105}$$

将式（8.91）代入上式可得

$$\Delta f_f = \frac{a\Delta\theta}{FOV_\theta} \tag{8.106}$$

其中，$\Delta\theta/FOV$ 项的倒数为系统在 θ 方向上的像素点数 m。因此

$$\Delta f_f = \frac{a}{m} \tag{8.107}$$

通过上式可知，对于由天线方向图较宽的单元天线组成的干涉成像仪，其系统的视场范围是由带宽方向图所决定的，其干涉成像的像素点数与接收机的相对带宽成反比。同时，它也表明了带宽方向图的波束宽度是由接收机的带宽所决定的。

8.2.7 干涉式成像阵列

由之前章节的论述可知，为了获得具有足够分辨率和覆盖范围的干涉仪辐射测量图像，必须对可视度进行充分的采样。由于可视度采样的样本点位置对应为空间频率，而天线对的位置决定了空间频率。因此，天线的摆放位置决定了成像仪的工作方式。为了获得合理的可视度采样，通常需要对天线阵进行特别设计，从而保证采样函数无遗漏地覆盖整个空间频域范围。一个均匀的采样函数代表此天线阵列的基线是均匀增加的，这种情况下天线布局直接决定了采样函数。由于单个可视度样本是由某两个天线测得的，因此复用单个天线形成多基线的方式可减少天线单元数目。相较而言，一个单元间距为 $\lambda/2$ 的满阵中将存在很多冗余基线。

举例来说，考虑一个简单的 4 单元均匀线阵（Uniform Linear Array，ULA），如图 8.15a 所示，其天线单元间距为 $\lambda/2$。此阵列可测得 3 种不同长度的基线：$\lambda/2$、λ 和 $3\lambda/2$。其中，最长基线 $3\lambda/2$ 只能由阵列中距离最远的天线对 a 和 d 测得，但最短基线

$\lambda/2$ 可由任何相邻天线构成的天线对测得，同时，长度为 λ 的基线可由天线对天线 a 和 c 或 b 和 d 测得。这些冗余的基线需要消耗额外的硬件资源。图 8.15b 展示了一个最小冗余线阵（Minimally Redundant Linear Array，MRLA），采用此阵列形式，可在减少一个天线单元数目的情况下，测得同 8.15a 中所示阵列相同的 3 种长度的基线。在最小冗余线阵中不存在冗余基线，3 种不同的基线仅能由单独的天线对测得，此概念对于第 4 章中提到的大型阵列也是成立的，但当天线单元数大于 10 时，最优解很难直接获取，只能由数值方法得到。

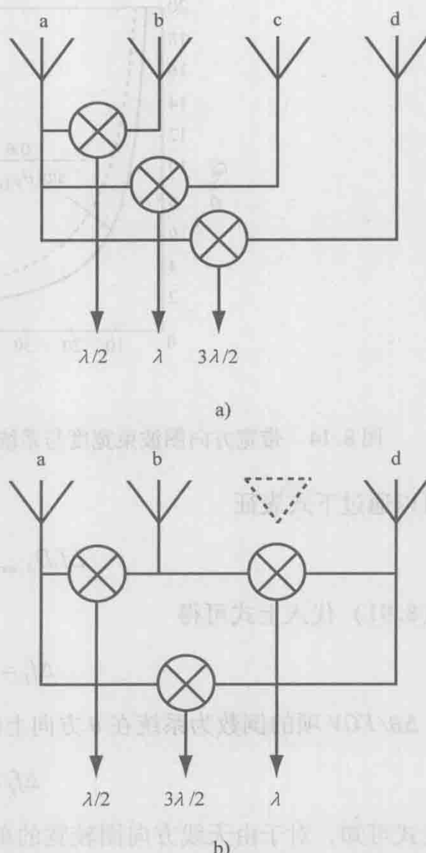


图 8.15 （图 a）均匀线阵和（图 b）最小冗余线阵

最小冗余阵列的概念也同样适用于二维阵列，但需要用数值方法获得。典型的要求是设计一种合理且易安装的阵列结构，并对可视度有较好的采样效果。后续的章节中将会讨论一些较常见的干涉仪成像阵列结构。

8.2.7.1 米尔斯十字阵

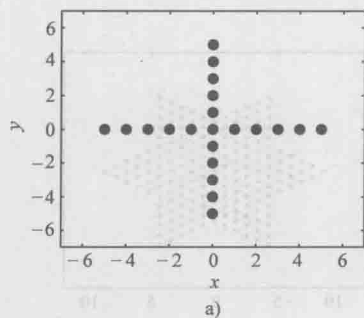
米尔斯十字阵是最早的二维干涉仪阵列中的一种，设计建造于 1958 年并被用于射电天文观测。这种阵列由两个相互正交的窄阵构成，每个窄阵都具有一个扇形的波束，其波束宽度沿阵列方向较窄，沿正交方向宽。对阵列输出做互相关时两个正交的扇形波束的重叠区域形成了一个二维方向的窄波束。因为米尔斯十字阵列组成的正交阵列非常适合安防成像仪中所需的图像维度，且相对于其他复杂的阵列形式更容易分析，因此，其常见于毫米波安全检测成像仪。

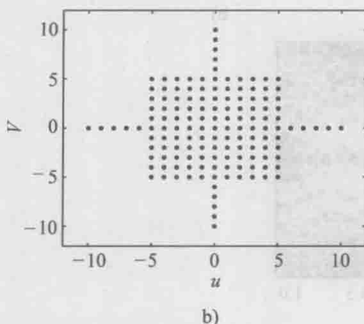
图 8.16a 给出了间距为 λ 的 21 单元风车形十字的天线排布方式。每对天线对应的基线分布决定了其采样函数，如图 8.16b 所示。可以看出对空间频率 u 和 v，采样点在两个维度上都分布于 -5 ~ 5 之间。位于（$u=0$，$v=0$）的采样点表示空间频率为 0，即基线长度为 0。这一测量结果表示测量的总功率，可由单个接收单元测得。此外，在 u 轴和 v 轴上还有其他的高频采样点，这些高频采样点是由 x 和 y 轴上最远距离的天线对获得。图 8.16b 给出了每个天线对进行互相关后得出的空间频率的覆盖范围，可以通过去除高频信息的方式来减少系统的互相关的数目。

图 8.16c 展示了图 8.16b 中采样函数的点扩散函数。天线单元间距是 λ，因此空间频率的增量是 $\delta u = 1\text{cycle/rad}$（1 周期/弧度）。由采样函数和点扩散函数的傅里叶变换关系可知，栅瓣出现在 $\delta/u = 1\text{rad}$ 处。成像仪的空间分辨率由点扩散函数的零点波束宽度决定，即式（8.91）中给出的最大基线长度除以 2 倍波长。对上述阵列，x 和 y 方向的最大基线长度都是 10λ，那么其空间分辨率是 0.2rad。

8.2.7.2　T 形阵

T 形阵和米尔斯十字阵结构非常相似，只是从两线阵的交点处将风车形十字的一臂截取。图 8.17a 和 8.17b 展示了 T 形阵的天线排布形式及其采样函数。与米尔斯十字





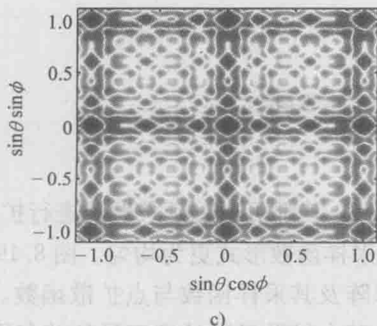
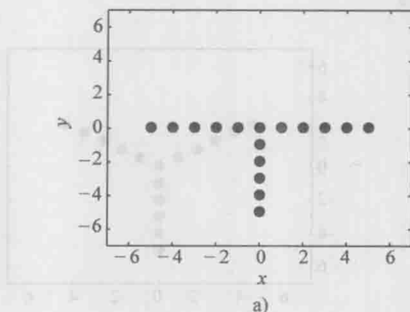
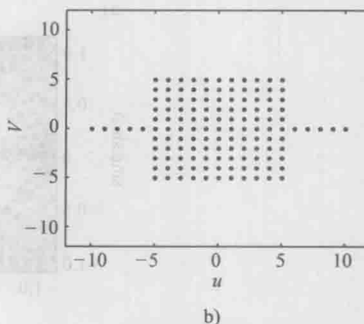


图 8.16　米尔斯十字阵

a）天线布局　b）采样函数　c）点扩散函数





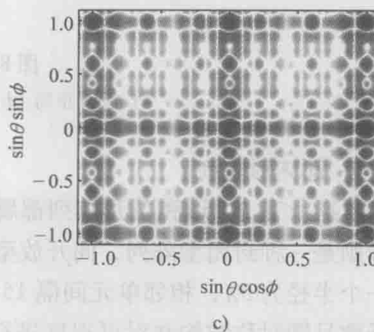


图 8.17　T 形阵

a）天线布局　b）采样函数　c）点扩散函数

阵相比，在 u，v 两维同样可得到 $-5\sim5$cycles/rad（周期/弧度）范围的采样点分布，并且少用了5个天线单元。其点扩散函数如图8.17c所示。其波束形状同米尔斯十字阵类似，但 y 方向最大基线长度的减小使得主波束略为展宽，且副瓣电平提高。

8.2.7.3 Y形阵

等角Y形阵如图8.18所示。由于其采用相当少数目的单元就获得了大范围的可视度覆盖区域，因此是一种射电天文和卫星遥感领域常见的构型。Y形阵的天线排布如图8.18a所示，Y形阵的天线臂以120°等间隔方向向外增长。其采样函数和点扩散函数分别如图8.18b和8.18c所示。其可视度函数采样点的覆盖范围大于米尔斯十字阵和T形阵。

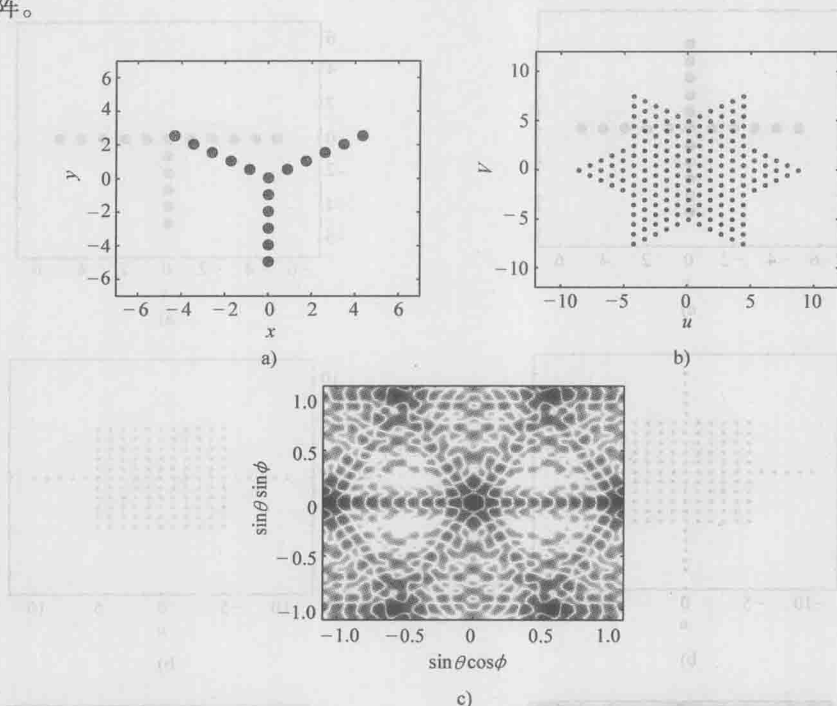


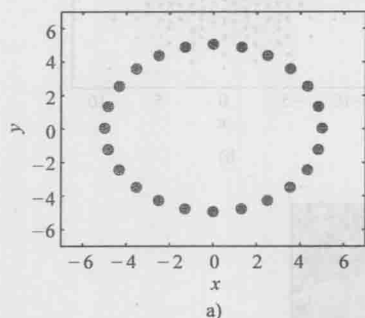
图8.18 Y形天线

a）天线布局 b）采样函数 c）点扩散函数

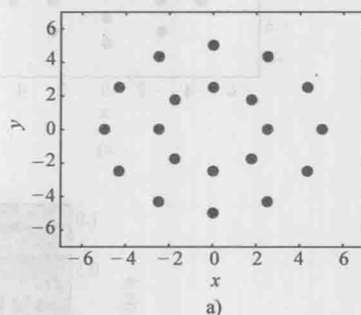
8.2.7.4 圆环形阵列

米尔斯十字、T形和Y形阵列都属于开放型阵列，其都可通过延长臂长进行扩展。圆形阵则是一种封闭型阵列，同开放型阵列相比其采样函数形式更为均匀。图8.19展示了一个半径为 5λ，相邻单元间隔15°的简单圆形阵及其采样函数与点扩散函数。其采样函数呈圆对称结构并对可视度进行密集采样，其点扩散函数的栅瓣呈环状包围在主瓣周围。图8.20给出了双同心圆结构的天线布局、采样函数及点扩散函数。其中外环半径为 5λ，天线单元间隔30°，内环半径为 2.5λ，天线单元间隔45°。其不均匀的空

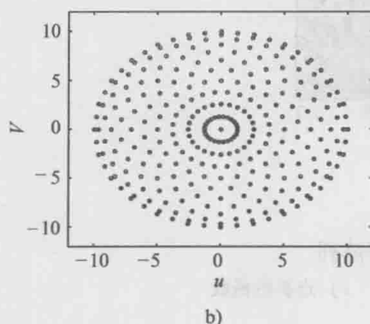
间采样频率点分布形成了较少不规则的栅瓣。同时，图 8.21 给出了 3 同心圆结构的阵列，各环半径分别为 5λ、3.5λ、2λ，单元间隔分别为 30°、45°、60°。



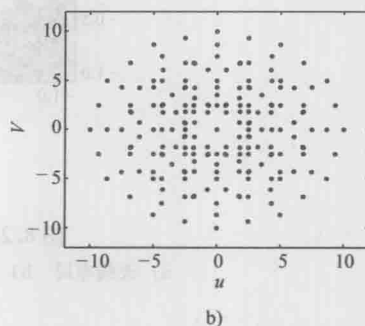
a)



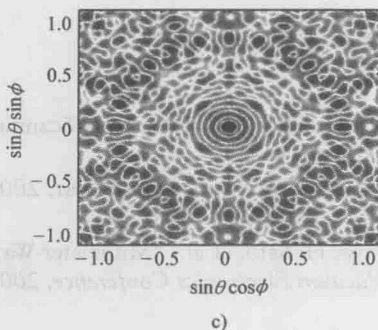
a)



b)

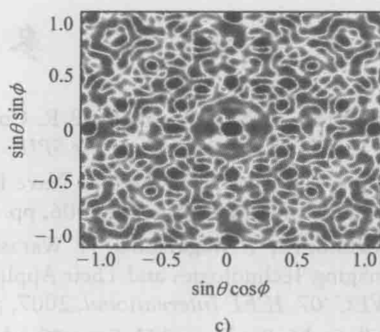


b)



c)

图 8.19　圆形阵列
a）天线布局　b）采样函数　c）点扩散函数



c)

图 8.20　双同心圆形阵列
a）天线布局　b）采样函数　c）点扩散函数

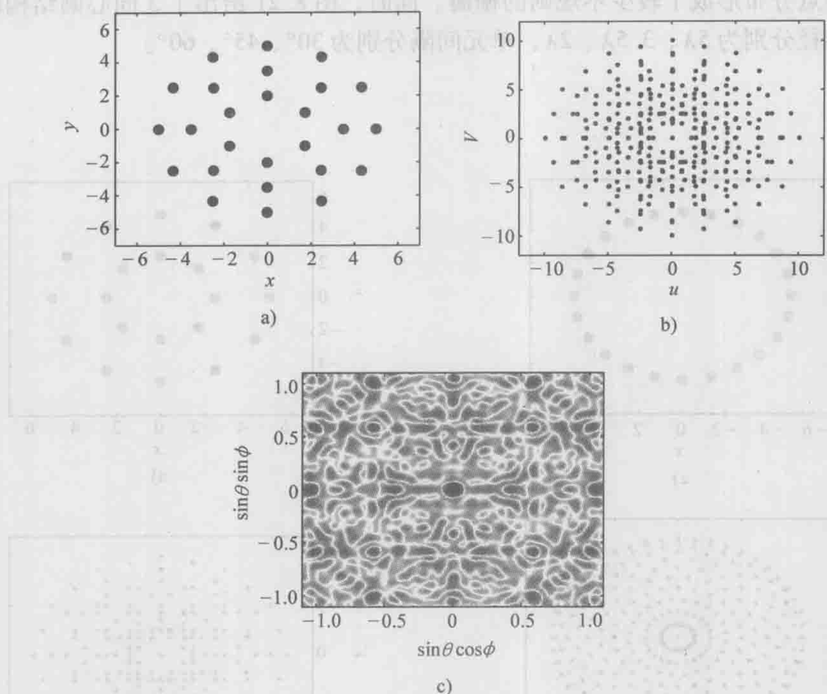


图 8.21 三同心圆形阵列

a）天线布局 b）采样点分布函数 c）点扩散函数

参考文献

[1] Anderton, R. N., R. Appleby, P. R. Coward, P. J. Kent, S. Price, et al., "Security Scanning at 35 GHz," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 4373, 2001, pp. 16–23.

[2] Yujiri, L., "Passive Millimeter Wave Imaging," in *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International*, 2006, pp. 98–101.

[3] Mizuno, K., Y. Wagatsuma, H. Warashina, K. Sawaya, H. Sato, et al., "Millimeter-Wave Imaging Technologies and Their Applications," in *Vacuum Electronics Conference, 2007. IVEC '07. IEEE International*, 2007, pp. 1–2.

[4] Dill, S., M. Peichl, and H. Suss, "Study of Passive MMW Personnel Imaging with Respect to Suspicious and Common Concealed Objects for Security Applications," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7117, 2008, p. 71170C.

[5] Drewes, J., and R. P. Daly, "Design of a high-Resolution Passive Millimeter-Wavelength Camera for Security Applications," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7309, 2009, p. 73090B.

[6] Lee, H., S. Yeom, J.-Y. Son, and V. P. Guschin, "Image Registration and Fusion of MMW and Visual Images for Concealed Object Detection," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7670, 2010, p. 76700H.

[7] Peichl, M., S. Dill, M. Jirousek, J.-W. Anthony, and H. Suss, "Fully Polarimetric Passive MMW Imaging Systems for Security Applications," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7837, 2010, p. 78370C.

[8] Kjellgren, J., "On 3D Radar Data Visualization and Merging with Camera Images," 2008, p. 71170G.

[9] Sheen, D. M., D. L. McMakin, T. E. Hall, and R. H. Severtsen, "Active Millimeter-Wave Standoff and Portal Imaging Techniques for Personnel Screening," in *Technologies for Homeland Security, 2009. HST '09. IEEE Conference on,* 2009, pp. 440–447.

[10] Stein, E. L., C. A. Schuetz, R. D. Martin, J. P. Samluk, J. P. Wilson, et al., "Passive Millimeter-Wave Cross Polarization Imaging and Phenomenology," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7309, 2009, p. 730902.

[11] Alexander, N., C. Callejero, F. Fiore, I. Gomez, R. Gonzalo, et al., "Suicide Bomber Detection," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7309, 2009, p. 73090D.

[12] Samluk, J. P., C. A. Schuetz, R. D. Martin, J. E. Lee Stein, D. G. Mackrides, et al., "94-GHz Millimeter-Wave Imaging System Implementing Optical Upconversion," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7117, 2008, p. 71170T.

[13] Hansen, H. J., M. Parker, M. Ozerova, J. S. Kot, and D. Hayman, "Frequency-Scanned mm-Wave Sensors for Imaging Applications," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 4935, 2002, pp. 386–394.

[14] Martin, C., "Passive Millimeter-Wave Imaging for the Detection of Concealed Weapons," Air Force Research Laboratory Technical Report AFRL-IF-RS-TR-2005-37, 2005.

[15] Lovberg, J. A., C. Martin, and V. Kolinko, "Video-Rate Passive Millimeter-Wave Imaging Using Phased Arrays," in *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International,* 2007, pp. 1689–1692.

[16] Persons, C. M., C. A. Martin, M. W. Jones, V. Kolinko, and J. A. Lovberg, "Passive Millimeter-Wave Imaging Polarimeter System," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7309, 2009, p. 730907.

[17] Nohmi, H., S. Ohnishi, and O. Kujubu, "Passive Millimeter-Wave Camera with Interferometric Processing," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 6211, 2006, p. 621104-8.

[18] Nohmi, H., S. Ohnishi, and O. Kujubu, "Passive Millimeter-Wave Camera with Interferometric Processing," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 6548, 2007, p. 65480C-8.

[19] Yue, L., J. W. Archer, G. Rosolen, S. G. Hay, G. P. Timms, et al., "Fringe Management for a T-Shaped Millimeter-Wave Imaging System," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* Vol. 55, 2007, pp. 1246–1254.

[20] Yue, L., J. W. Archer, J. Tello, G. Rosolen, F. Ceccato, et al., "Performance Evaluation of a Passive Millimeter-Wave Imager," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* Vol. 57, 2009, pp. 2391–2405.

[21] Chen, C., C. A. Schuetz, R. D. Martin, J. Samluk, J. E. Lee Stein, et al., "Analytical Model and Optical Design of Distributed Aperture Optical System for Millimeter-Wave Imaging," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7117, 2008, p. 711706.

[22] Dillon, T. E., C. A. Schuetz, R. D. Martin, J. E. Lee Stein, J. P. Samluk, et al., "Optical Configuration of an Upconverted Millimeter-Wave Distributed Aperture Imaging System," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7485, 2009, p. 74850G.

[23] Martin, R., C. A. Schuetz, T. E. Dillon, C. Chen, J. Samluk, et al., "Design and Performance of a Distributed Aperture Millimeter-Wave Imaging System Using Optical Upconversion," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7309, 2009, p. 730908.

[24] Dillon, T. E., C. A. Schuetz, R. D. Martin, S. Shi, D. G. Mackrides, et al., "Passive Millimeter Wave Imaging Using a Distributed Aperture and Optical Upconversion," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7837, 2010, p. 78370H.

[25] Mait, J. N., R. D. Martin, C. A. Schuetz, and D. W. Prather, "Millimeter Wave Image Processing Through Point Spread Function Engineering," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7936, 2011, p. 79360K-10.

[26] Svedin, J. A. M., J. Kjellgren, S. Rudner, G. Thordarsson, S. E. Gunnarsson, et al., "Development of a 210 GHz Near-Field Measurement Radar System Based on an Antenna-Integrated MMIC Receiver Front-End and an Ultra-Compact HBV Transmitter Source Module," *Proceedings of the IEEE,* Vol. 7117, 2008, p. 71170H.

[27] Salmon, N. A., I. Mason, P. Wilkinson, C. Taylor, and P. Scicluna, "First Imagery Generated by Near-Field Real-Time Aperture Synthesis Passive Millimetre Wave Imagers at 94 GHz and 183 GHz," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7837, 2010, p. 78370I.

[28] Jirousek, M., M. Peichl, and H. Suess, "A Microwave Imaging Spectrometer for Security Applications," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7670, 2010, p. 767002.

[29] Schreiber, E., M. Peichl, and H. Suess, "Status of VESAS: A Fully Electronic Microwave Imaging Radiometer System," *Proceedings of the SPIE,* Vol. 7670, 2010, p. 767006.

[30] Goldsmith, P. F., C. T. Hsieh, G. R. Huguenin, J. Kapitzky, and E. L. Moore, "Focal Plane Imaging Systems for Millimeter Wavelengths," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* Vol. 41, 1993, pp. 1664–1675.

[31] Chang, K., Ed., *Handbook of Microwave and Optical Components Vol 1: Microwave Passive and Antenna Components*, New York: John Wiley & Sons, 1990.

[32] Christiansen, W. N., and J. A. Högbom, *Radiotelescopes*, Cambridge: Cambridge University Press, 1969.

[33] Thompson, A. R., J. M. Moran, and G. W. Swenson, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, New York: John Wiley & Sons, 2001.

[34] Wohlleben, R., H. Mattes, and T. Krichbaum, *Interferometry in Radioastronomy and Radar Techniques*, Dordecht, Germany: Kluwer Academic Publishers, 1991.

[35] Taylor, G. B., C. L. Carilli, and R. A. Perley, Eds., *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 1999.

[36] Rohlfs, K., *Tools of Radio Astronomy*, Berlin: Springer-Verlag, 1990.

[37] Ruf, C. S., C. T. Swift, A. B. Tanner, and D. M. Le Vine, "Interferometric Synthetic Aperture Microwave Radiometry for the Remote Sensing of the Earth," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 26, 1988, pp. 597–611.

[38] Le Vine, D. M., "The Sensitivity of Synthetic Aperture Radiometers for Remote Sensing Applications from Space," *Radio Sci.,* Vol. 25, 1990, pp. 441–453.

[39] Le Vine, D. M., "Synthetic Aperture Radiometer Systems," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* Vol. 47, 1999, pp. 2228–2236.

[40] Kummer, W. H., "Basic Array Theory," *Proceedings of the IEEE,* Vol. 80, 1992, pp. 127–140.

第9章 角速度的干涉测量

对于一些安防遥感应用，确定物体的相对位置和运动轨迹是很重要的。正如在第7章中所讨论的，通过分析物体的径向速度，多普勒雷达系统可以获得关于这个物体大量的信息（例如，通过分析一个运动物体的微多普勒特征，可以区分出这个物体是不是人，或者甄别出人的活动）。因为微多普勒测量的是径向速度的变化量，所以得到的测量特征被简化为人朝遥感器切向的运动，如在7.4.3节中所示。研究表明，有效的微多普勒特征的分类只适用于人相对于遥感器指向之间夹角小于60°的范围内[1-3]。因此，在径向速度很低或几乎为零的情况下，精确测量运动人体的角速度对于安检是非常有用的。

一个物体的位置和轨迹信息包括物体的距离、径向速度、角度和角速度。雷达系统被设计用来精确测量物体的距离和径向速度，物体对于遥感器的角度可以通过有源或无源辐射测量系统进行测量。物体的距离是通过测量发送波形中的标记信号返回到系统所需的时间来确定的；这样的标记信号可以是一个脉冲或在频率调制连续波波形中的频率变化。物体的径向速度或者距离的改变速率，是通过测量由于多普勒效应导致的频移来确定的。一个物体的角度位置可通过测量作为角度位置函数的信号强度来进行确定；或者在数字波束形成阵列中通过更复杂的方法进行确定，例如基于协方差的算法，例如MUSIC[4]和ESPRIT[5]。

相比其他3个位置参数的测量，角速度或角速变化量的测量并不那么简单，它一般是通过反复测量角度位置来确定的。对于具有窄波束的系统，主要是根据先前的测量来连续搜索物体预计到达的小区域，这样就可以使系统不会聚焦于空间中的其他位置。这样的实现方式并不利于许多安防遥感应用的场景，尤其是需要宽视场或者存在多个探测物体的情况。采用以协方差为基础的角度估算方法可以实现宽视场，但是，需要附加的软件处理算法来进行角度估计，如矩阵求逆。利用上述任意一种方法确定角速度，都需要从连续测量之间的差异来计算角度的变化。如果遥感器的实现方式不是一个数字阵列，并且不能利用窄波束进行持续跟踪，遥感器就可能不支持角速度的测量。在系统使用窄波束或基于数字阵列的角度估计的情况下，相对于可以简单测量到的物体的距离、径向速度和角度，角速度的计算是比较麻烦的。

对于运动物体角速度的干涉测量是最近发展起来的技术，它有潜力提供一个简单的方法直接进行角速度的测量，在数学上它类似于雷达测量径向速度的方法[6]。这项测量技术使用了宽基线和两单元的干涉仪，它通过一个简单的频率分析来实现对于通过干涉仪波束方向图移动的物体进行直接的角速度测量。正如6.4.3节中的描述，一个两单元干涉仪的方向图是叠加在场景中的一系列符号相反的条纹。一个物体通过波束方向图时，遥感器的输出电压会在物体通过条纹时一起振荡。以下各部分的推导将

说明该振荡频率正比于物体的角速度，于是角速度可以通过一个简单的频率分析得出，而不是通过多个角度位置的测量来确定。

移动物体的角速度干涉测量可以应用于无源或者有源系统，在某种程度上说它类似于测量物体的角度。所接收的信号可以是物体发射的、反射的，或者可以是物体自身的辐射，例如热辐射。这种测量技术不要求窄波束方向图，并且可以应用于宽视场，同时可以对多个物体的不同角速度运动响应进行测量。由于这种测量技术的简单性，它具有改善判断物体轨迹的潜力，并且可以用类似于微多普勒测量的方式来测量切向经过遥感器的移动人体特征。与一个多普勒遥感器结合使用，就可以直接测量多维轨迹。

干涉测量是一项新的技术，这项技术的潜力仍旧需要试验的全面评估。技术方面的挑战仍然存在，并需要在将来继续进行研究，但是，一项初步的试验，通过利用被动系统对于行走中人体进行运动测量，强有力地支持了基本理论的正确性，并标志着该项技术更广泛的应用前景[7]。本章概述了测量技术的基本理论，并陈述了运动人体角速度的模拟和测量。

9.1 角向运动点源的干涉响应

测量移动物体角速度的一般理论在本节中给予推导，考虑的场景是两单元相关干涉仪对于点源的响应。本场景未指定遥感器是主动或是被动的；干涉仪接收到的信号可以是反射发射机的信号，也可以自身辐射的信号。测量场景的几何布局在图 9.1a 中进行了描述，其中点源在以天线确定的平面内，在干涉仪的视场中按照圆弧轨迹移动。

假设点源的距离相比波长和干涉仪的基线足够大，信号入射到天线时，波阵面可以被认为是平面的。点源移动通过干涉仪方向图时，相关器输出的电压信号形成振荡，与方向图条纹方向图案成正比，如图 9.1b 所示。振荡的频率由点源通过方向图的移动速度决定：快速移动的点源通过方向图较快，产生了较短时间的响应，而缓慢移动的点源会产生较长时间的响应。虽然对于不同的角速度振荡持续的时间不同，但是振荡响应的个数不会改变。

9.1.1 干涉系统的方向图

具有非复数相关器的两单元干涉仪对于点源的信号响应由式（6.153）给出，其推导在 6.4.3 节。归一化的响应为

$$r_{\mathrm{N}}^{\mathrm{I}}(\theta)=A(\theta)\cos\left(2\pi f_{\mathrm{c}}\frac{D}{c}\sin\theta\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\Delta f\frac{D}{c}\sin\theta\right) \tag{9.1}$$

式中，A 是天线方向图；余弦函数是条纹方向图；sinc 函数是带宽方向图。

简单起见，响应已由 $G_{\mathrm{sys}}kT\Delta t_{\mathrm{RF}}$ 进行了归一化。在此，物体辐射的中心频率记为 f_{c}，并请注意与在后面章节中的谱干涉仪的响应频率进行区分。对于一个复数相关器，式（9.1）表示同相分量；正交分量可以通过延迟一路相关器信号 90°来获得。

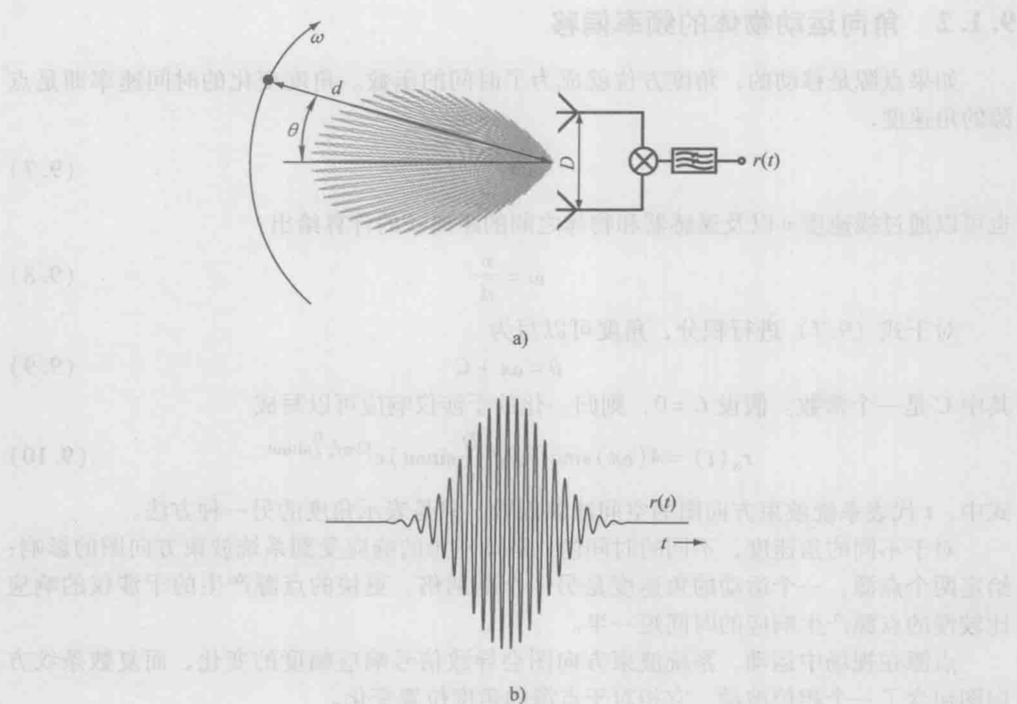


图 9.1　移动物体角速度干涉测量的几何布局（图 a）和点源的电压响应实例（图 b）

$$r_{\mathrm{N}}^{\mathrm{Q}}(\theta)=A(\theta)\sin\left(2\pi f_{\mathrm{c}}\frac{D}{c}\sin\theta\right)\operatorname{sinc}\left(\pi\Delta f\frac{D}{c}\sin\theta\right) \tag{9.2}$$

结合上两个公式，并写成复数形式就得到了复数干涉仪的响应。

$$r_{\mathrm{N}}(\theta)=A(\theta)\operatorname{sinc}\left(\pi\Delta f\frac{D}{c}\sin\theta\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f_{\mathrm{c}}\frac{D}{c}\sin\theta} \tag{9.3}$$

它是点源角度，系统带宽 Δf，以及天线基线 D 的函数。第 6 章的讨论指出，带宽方向图起到了一个空间滤波器的作用，它的效果与天线方向图类似。系统的波束方向图，在第 8.2.2.3 节进行了定义：

$$K_{\mathrm{B}}(\theta,\Delta f,D)=A(\theta)\operatorname{sinc}\left(\pi\Delta f\frac{D}{c}\sin\theta\right) \tag{9.4}$$

可以给出干涉仪的响应为

$$r_{\mathrm{N}}(\theta)=K_{\mathrm{B}}(\theta,\Delta f,D)P(\theta,f_{\mathrm{c}},D) \tag{9.5}$$

其中

$$P(\theta,f_{\mathrm{c}},D)=\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f_{\mathrm{c}}\frac{D}{c}\sin\theta} \tag{9.6}$$

是复数条纹方向图。频率、带宽和天线基线是系统变量，它们由系统的设计决定。因此，点源的角度是独立的变量。

9.1.2 角向运动物体的频率偏移

如果点源是移动的，角度方位就成为了时间的函数。角度变化的时间速率即是点源的角速度，

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \tag{9.7}$$

也可以通过线速度 v 以及遥感器和物体之间的距离 d 的计算给出：

$$\omega = \frac{v}{d} \tag{9.8}$$

对于式（9.7）进行积分，角度可以写为

$$\theta = \omega t + C \tag{9.9}$$

其中 C 是一个常数。假设 $C=0$，则归一化的干涉仪响应可以写成

$$r_N(t) = A(\omega t)\,\mathrm{sinc}\left(\pi\Delta f \frac{D}{c}\sin\omega t\right)e^{j2\pi f_c \frac{D}{c}\sin\omega t} \tag{9.10}$$

式中，t 代表系统波束方向图的空间滤波函数，只是表示角度的另一种方法。

对于不同的角速度，不同的时间内，运动点源的响应受到系统波束方向图的影响：给定两个点源，一个运动的角速度是另一个的两倍，更快的点源产生的干涉仪的响应比较慢的点源产生响应的时间短一半。

点源在视场中运动，系统波束方向图会导致信号响应幅度的变化，而复数条纹方向图包含了一个相位波动，它相对于点源的角度位置变化。

$$\varphi(t) = 2\pi f_c \frac{D}{c}\sin\omega t = 2\pi D_\lambda \sin\omega t \tag{9.11}$$

式中，$D_\lambda = D/\lambda$ 是天线的基线，单位是波长。

如果点源是不动的，式（9.9）就是一个常数，并且相位不随时间而改变。如果点源的移动具有非零的角速度，响应的瞬时频率可由下式确定：

$$f_s = \frac{1}{2\pi}\frac{d\varphi}{dt} = \omega D_\lambda \cos\omega t = \omega D_\lambda \cos\theta \tag{9.12}$$

所以，一个点源经过干涉仪波束方向图移动将会导致信号响应的频偏 f_s，幅度正比于角速度 ω（rad/s）和空间频率 $D_\lambda\cos\theta$（rad）。频移对于顺时针方向移动的物体（正角速度）是正的，对于逆时针方向移动的物体（负角速度）是负的。$D_\lambda\cos\theta$ 这个量被称为基线的投影，它是点源看到的天线基线；在 $\theta = \pm 90°$ 投影的基线是零，所以由此产生的频率偏移是零，而在 $\theta = 0°$ 投影的基线和频率偏移是最大的。图 9.2 所示为在半球上基线 $D=10\lambda$ 的条纹方向图，由物体角速度导致的频率变化是 $\omega = 1$rad/s。当角度接近 $\pm 90°$ 时，振荡的频率减小，因为频率变化中 $\cos\theta$ 这一项。在它得到最大值时，$\theta = 0°$，频率变化是

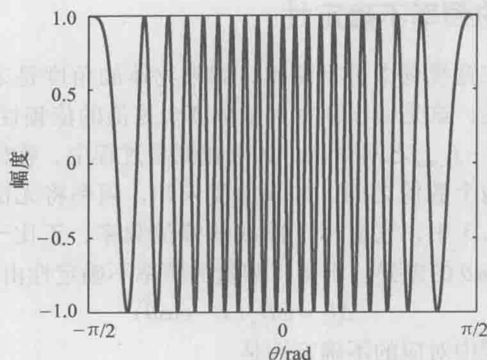
$$f_{s,\max} = \omega D_\lambda \tag{9.13}$$

于是，运动物体的角速度可以通过响应的峰值频率除以基线的长度来计算。

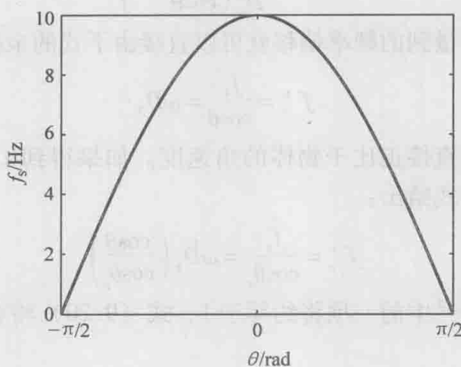
9.1.3 与多普勒频移的比较

通过引入矫正的角频率

$$\omega_s = \omega D\cos\theta \tag{9.14}$$



a)



b)

图 9.2　$D=10\lambda$ 干涉仪条纹方向图随角度变化的实数部分（图 a）；因为运动物体引起的频率偏移 $\omega=1\text{rad/s}$，$D=10\lambda$（图 b）

频率偏移式（9.12）可以写为与点源信号中心频率相关的式子：

$$f_s = \frac{\omega_s f_c}{c} \tag{9.15}$$

方程式（9.15）可以与第 7 章推导出的雷达系统多普勒频率偏移方程式（7.12）相对比，得

$$f_D = \frac{2v_r f_c}{c} \tag{9.16}$$

由移动点源引起的干涉仪频率偏移响应，与点源径向移动导致的雷达响应是完全相同的，点源矫正的角速度是径向速度的两倍。

于是通过对于干涉仪简单的频率分析，角频率就可以被测量出来；点源的角速度与测量到的频率偏移直接成正比。这与多普勒频率是相似的，其中点源的径向速度直

接正比于多普勒频率偏移。

9.1.4 大场角下的频率不确定性

虽然角速度可以在宽视场中进行测量，如果物体的角度是未知的，就存在一个对于测量频率的不确定性，这是由于频率对于角度余弦值的依赖性。在半球不同位置上，测量到的频率偏移在 $0 \sim f_{s,max}$ 之间变化。如果在测量过程中，物体移动没有经过 $\theta=0°$，测量的频率将会在这两个数值之间，如果角度未知，频率将无法唯一地确定下来。这种不确定性总结在图 9.3 中，它显示了曲线的峰值频率，正比于 ωD_λ，与偏离法向一定角度时的频率 $\omega D_\lambda\cos\theta$ 的差异。于是，测量的频率不确定性由下式给出：

$$\Delta f_s = \omega D_\lambda(1-\cos\theta) \tag{9.17}$$

于是，计算出的角速度中对应的不确定性是

$$\Delta\omega = \frac{f_s}{D_\lambda}\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right) \tag{9.18}$$

如果角度已知，测量到的频率偏移就可以直接由下式的余弦值进行校正：

$$f'_s = \frac{f_s}{\cos\theta} = \omega D_\lambda \tag{9.19}$$

校正后的频率偏移，就直接正比于物体的角速度。如果得到了角度 θ 的估计值，估计的频率偏移就可以由下式给出：

$$f'_s = \frac{f_s}{\cos\theta_e} = \omega D_\lambda\left(\frac{\cos\theta}{\cos\theta_e}\right) \tag{9.20}$$

如果估计是准确的，括号中的一项将约等于 1，式（9.20）将会约等于式（9.19）。

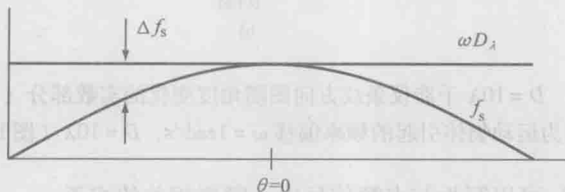


图 9.3 频率的不确定性随着与迎向夹角的增大而增加（这对于一个大视场的系统会有影响）

9.1.5 小角度近似

如果干涉仪的响应可以被简化认为系统波束方向图是窄的，也就是说波束方向图的张角远小于一个立体弧度。如果波束方向图的最大值指向侧面，（$\theta=0°$），并且波束宽度较小 $\theta_{BW}<<1$，小角度近似为

$$\sin\theta \approx \theta \tag{9.21}$$

$$\cos\theta \approx 1 \tag{9.22}$$

可以应用于前面的公式。频率偏移式（9.12）就可以由下面公式给出：

$$f_s = \omega D_\lambda \cos\theta \approx \omega D_\lambda \tag{9.23}$$

频率的不确定性是

$$\Delta\omega = \frac{f_s}{D_\lambda}\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right) \approx 0 \tag{9.24}$$

所以，如果波束方向图是窄的，并且指向天线阵的正侧向（$\theta = 0°$），则测量的频率偏移直接正比于角速度，并且没有不确定性。如波束方向图是窄的，但是它的指向偏离正侧向，测量的不确定性可以由式（9.20）进行校正，其中估计的角度是系统主波束的方向。

频率偏移式（9.23）和干涉仪响应式（9.10）可以化简为

$$r_N(t) = A(\omega t)\,\mathrm{sinc}(\pi\Delta f D\omega t/c)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f_c D\omega t/C} = A(\theta)\,\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{f_s\Delta f}{f_c}t\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f_s t} \tag{9.25}$$

其中天线方向图已经被转换为角度的函数。式（9.25）中的响应是由取决于天线方向图的幅度变化、频率、带宽、频率偏移组成的。条纹方向图被化简为取决于频率偏移f_S和时间的简单指数形式。

9.2　干涉仪的谱响应

9.2.1　广义谱响应

干涉仪的响应取决于频率、带宽、天线基线，它们都是系统设定的函数；频率偏移由移动物体引入，所以它与系统无关。研究干涉仪对于这些参数变化的影响特征是有用的，特别是频率偏移对于响应的影响。这些影响通常表现在频域，因为某些参数会改变频率响应的带宽，另外一些参数会影响中心频率。

一般来讲频谱响应是通过时域响应的傅里叶变换实现的

$$R(f) = \mathrm{FT}\{r_N(t)\} = \mathrm{FT}\{K_B(t, \Delta f, D)\} * \mathrm{FT}\{P(t, f_c, D)\} \tag{9.26}$$

式中，FT 代表傅里叶变换；* 代表卷积。

在小角度近似的情况下，条纹方向图的傅里叶变换是

$$\mathrm{FT}\{P(t, f_c, D)\} = \mathrm{FT}\{\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi f_s t}\} = \delta(f - f_s) \tag{9.27}$$

它就是一个冲击函数，并进行了频率偏移。频谱的响应是

$$R(f) = \hat{K}_B(f - f_s, \Delta f, D) \tag{9.28}$$

它是系统波束方向图$\hat{S}$的傅里叶变换，并进行了频率偏移f_s。

9.2.2　方向图为 sinc 函数的干涉系统的响应

考虑一个系统波束方向图，由下式给出：

$$K_B = \mathrm{sinc}\left(\pi\frac{f_s\Delta f}{f_c}t\right) \tag{9.29}$$

这个公式是由在小角度近似条件下式（9.25）点源的系统响应推导出来的，假设

天线方向图是全向的，也就是说在所有的角度上方向图都是1。在实践当中，这样的天线方向图由一个波束窄很多的天线方向图所近似，这样的情况下，天线的方向图的空间滤波响应可以被忽略。对于式（9.29）进行傅里叶变换，给出

$$\dot{K}_B = \frac{f_c}{f_s \Delta f} \Pi\left(\frac{f_c}{f_s \Delta f} f\right) \tag{9.30}$$

于是干涉仪频谱的响应是

$$R(f) = \dot{K}_B(f - f_s) = \frac{f_c}{f_s \Delta f} \Pi\left[\frac{f_c}{f_s \Delta f}(f - f_s)\right] \tag{9.31}$$

响应就是一个矩形的通带，幅值是一个常数，中心频率是f_s。幅度由辐射的中心频率除以频率偏移与系统带宽的乘积给出。响应的带宽是幅度的倒数，也就是频率偏移与系统带宽的乘积除以中心频率。式（9.31）给出的响应没有考虑到有限的天线尺寸；一个更加细致的具体实例响应分析可以在本章参考文献［8］中找到。

频谱响应的分辨率可以定义为准确地分辨出两个响应时，它们之间的频率间隔。正如之前章节中的定义，这个频率间隔就是半功率带宽；式（9.31）中的响应是矩形的，所以频率间隔就等于响应的带宽，也就是$f_s \Delta f / f_c$。对于一般的系统波束方向图，频谱分辨率就是波束方向图傅里叶变换的带宽。总而言之，带宽（因而分辨率）是与天线基线以及系统波束方向图成反比的[9]。

图9.4显示出频谱响应式（9.31）的幅值$|R|$和带宽（公式），它是$f_c / f_s \Delta f$（公式）的函数。可以看到，提高中心频率具有增加频谱响应幅值、减小带宽的效果，增加系统带宽具有相反的效果。出现这样效果的原因可以从考虑时域响应入手，并考虑中心频率和系统带宽对它的影响。图9.5给出了一个系统的时域响应，它的天线波束宽度是120°，基线为0.25m，系统带宽Δf为500MHz，中心频率为5GHz、15GHz和25GHz。响应的形状没有发生变化，但是条纹的数量有所增加，所以振荡波纹周期的个数有所增加，从而导致相对于振荡的持续时间有所增加。根据傅里叶变换，频谱响应由于相对持续时间的提高而变窄。增加系统带宽的效应显示在图9.6中，系统的天线波束宽度是120°，基线为0.25m，中心频率为15GHz。系统带宽Δf分别为250MHz、500MHz和750MHz。振荡的周期没有改变，但是因为系统带宽的增加持续的时间将会减少，导致相对的持续时间减少。因此，根据傅里叶变换，由于更短的持续时间，频谱响应将会加宽。

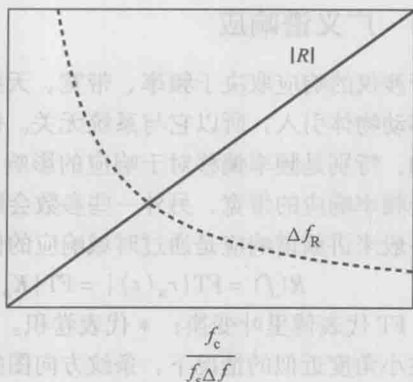


图9.4　频谱响应的幅值和带宽（它是$f_c / f_s \Delta f$的函数）

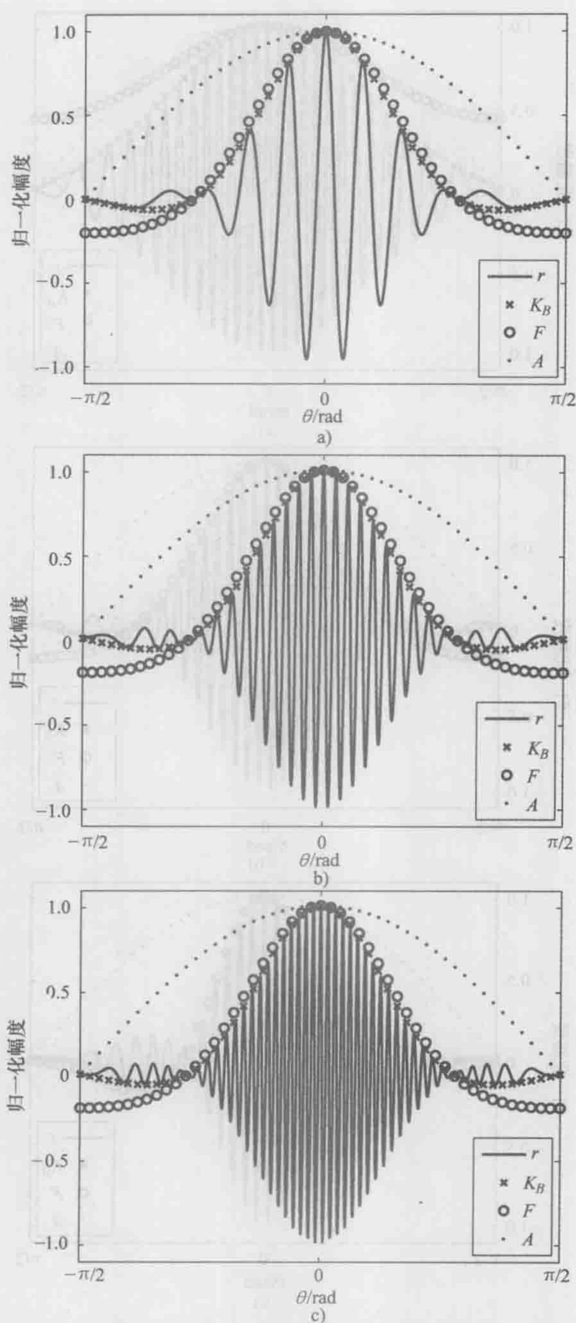


图9.5 时域干涉仪的响应 r，系统具有120°天线波束宽度，基线为0.25m，系统带宽 Δf 为500MHz，中心频率 f_c 为5GHz（图a）、15GHz（图b）25GHz（图c）

注：K_B 是系统波束方向图，F 是带宽方向图，A 是天线方向图。

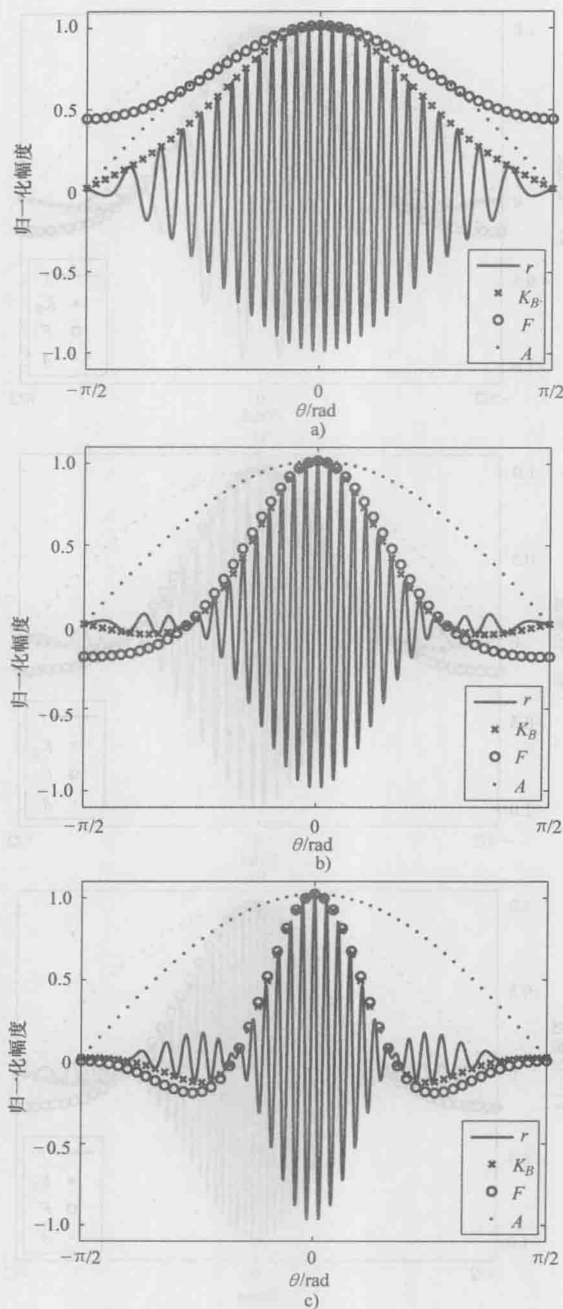


图 9.6 时域干涉仪的响应 r，系统具有 120°天线波束宽度，基线为 0.25m，中心频率 f_c 为 15GHz，系统带宽为 250MHz（图 a）、500MHz（图 b）和 750MHz（图 c）

注：K_B 是系统波束方向图，F 是带宽方向图，A 是天线方向图。

然而中心频率和系统带宽是硬件的参数，并且是规定好的，频率偏移f_s取决于点源的角速度，这在安防遥感过程中是不能指定的。图9.7显示出干涉仪的频率响应是频率偏移的函数。由式（9.31）指出，响应的幅值反比于f_s，而带宽正比于f_s。并且根据式（9.27），响应位于f_s。快速运动的物体将会产生更大的频率偏移响应，带宽也会更大。包含在频谱响应中的总功率不会改变；不同的频率偏移对于频谱带宽进行积分将会得到相同的结果。但是，频谱功率（每单位带宽的功率）随着频率偏移的增加而减小。存在噪声的情况下，频谱的灵敏度相应减小。

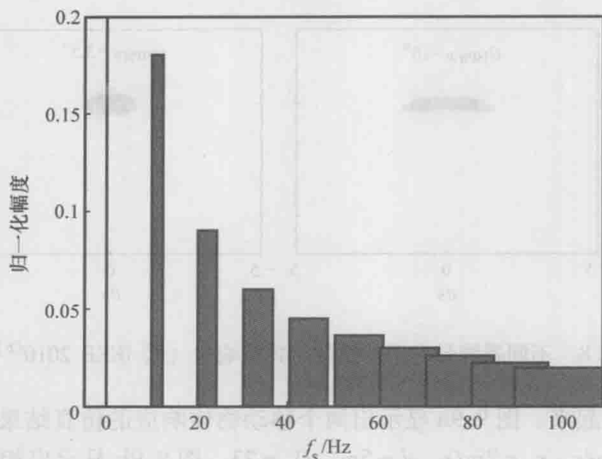


图9.7 显示出干涉仪的频率响应是频率偏移f_s的函数

（直流响应是个冲击函数，具有单位幅值）

9.2.3 干涉仪的时频响应

在前一章节中推导出来的频谱响应包含了整个持续时间内时域信号的贡献。因为时域信号随时间改变，所以干涉仪时频域的响应不能由短时傅里叶变换进行考察，这与微多普勒特征分析的过程是不一样的。

一般干涉仪的时频域响应式（9.10）在图9.8中给出，它显示出系统的波束宽度变窄并以小角度近似考虑的情况下，对于响应的影响。模拟中点源参数是$v=1.5\text{m/s}$，$d=5\text{m}$，$D_\lambda=23$。sinc函数波束方向图的响应，波束宽度分别是45°、22.5°、10°和3.5°。图中的横轴是时间，其中$t=0\text{s}$对于点源位于法向（$\theta=0\text{rad}$）。基线投影造成的频率响应的弯曲在图9.2中显示出来，随着带宽的减小变窄，对于窄带来讲响应可以近似认为是线性的。可以通过增加系统带宽来减小系统波束宽度，导致的结果就是一个短时的时域响应，对应一个较宽的带宽。随着波束宽度变窄，响应频率的带宽可被看作有所增加，如图9.8所示。

干涉仪响应的一般理论可以直接扩展到多个运动的物体，得到结果就是将多个单

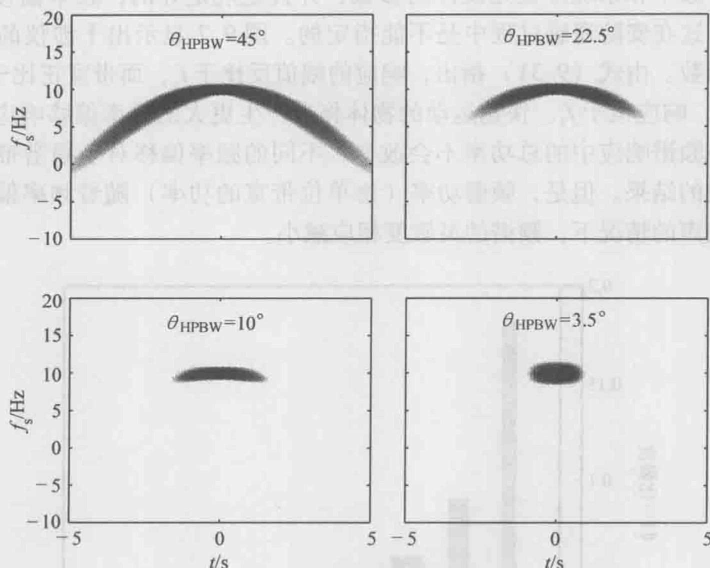


图 9.8 不同系统带宽干涉仪的时频域响应（© IEEE 2010[6]）

独物体的响应叠加起来。图 9.9a 显示出两个移动物体响应的仿真结果，物体的运动速度分别为 $v_1 = 1.5\text{m/s}$，$v_2 = 2\text{m/s}$，$d = 5\text{m}$，$D_\lambda = 23$。图 9.9b 显示出相同的结果，只不过 $v_2 = -0.75\text{m/s}$。第二个点源的频率响应是负的，说明这个物体与第一个物体移动的方向是相反的。

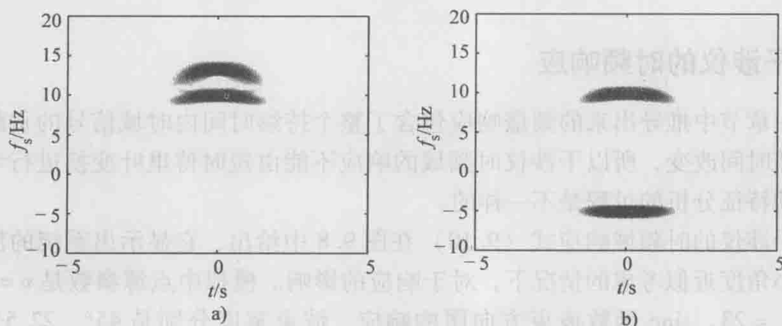


图 9.9 对于两个同向运动物体的干涉仪响应，干涉仪 $d = 5\text{m}$，$D_\lambda = 23$，物体的速度 $v_1 = 1.5\text{m/s}$，$v_2 = 2\text{m/s}$（图 a），对于两个相对运动的物体 $v_1 = 1.5\text{m/s}$，$v_2 = -0.75\text{m/s}$（图 b）（© IEEE 2010[6]）

物体具有固定的角速度意味着物体相对于遥感器进行固定半径和固定线速度的运动。虽然这样的模拟情况可以在某些特定的场景中实现，但是在绝大多数的情况下，

物体运动的角速度是变化的，因为物体距离遥感器的距离或者线速度是变化的。例如，对于移动人体的检测，每个人体部位具有变化的线速度，从而转化为不同的角速度。图 9.10a 中显示出模拟出来的具有非零线加速度的物体的响应结果。对于第一个图，加速度为 0.05m/s^{2}和 0.1m/s^{2}经过一个干涉仪 $d=5\text{m}$，$D_\lambda=23$ 系统波束宽度为 10°。叠加在时频响应上的虚线是从小角度近似得到的频率线性投影。对于 10°波束宽度，小角度进行接近于真实的响应。图 9.10b 显示出第二个点源的加速度增加到 0.2m/s^2；小角度近似仍然适用。图 9.10c 显示出图 9.10b 的响应，系统波束宽度为 22.5°；缓慢加速的物体仍旧以小角度公式进行近似，具有更大加速度的物体在大角度的场景下显示出明显的测量不确定性。所以，在大角度场景下，快速运动的物体倾向于导致更大的频率不确定性，要减小不确定性，角度估计有可能是必要的。

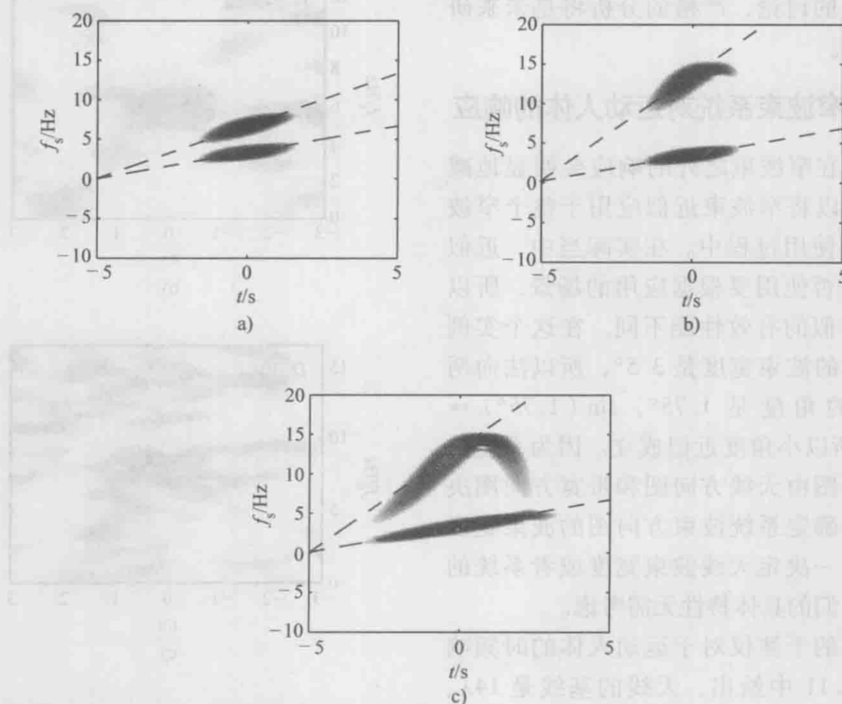


图 9.10　模拟的干涉仪时频响应 $d=5\text{m}$，$D_\lambda=23$，系统波束宽度 10°，对于两个物体，加速度是 0.05m/s^{2}和 0.1m/s^2（图 a），对于两个物体，加速度是 0.05m/s^{2}和 0.2m/s^2（图 b），对于两个物体，加速度是 0.05m/s^{2}和 0.2m/s^2，系统波束宽度 22.5°（图 c）（虚线是通过小角度近似得到的频率的线性投影）（© IEEE 2010[6]）

9.3 运动人体的干涉测量

因为干涉测量中的频率偏移与多普勒测量中的角速度在数学基础上是类似的，所

以可以想象到，干涉测量方法可以被应用于运动人体的检测和分类，它的方法与在第7章中描述的多普勒雷达检测与微多普勒分析是相似的。本章讨论了模拟的和测量的运动人体响应实例。第一个分析建立在小角度近似基础上的窄波束系统测量，使用27.4GHz窄波束被动干涉仪的仿真和最新的测量结果。此后，给出了使用30GHz宽波束雷达系统对于运动人体的仿真响应。下面章节中给出了一些仿真响应特点定性的讨论，严格的分析将是未来研究的内容。

9.3.1 窄波束系统对运动人体的响应

如果在窄波束之外的响应会明显地减弱，就可以将窄波束近似应用于整个窄波束系统的使用过程中。在实际当中，近似的条件是否使用要根据应用的场景，所以窄波束近似的有效性能不同。在这个实例中，考虑的波束宽度是3.5°，所以法向两侧最大的角度是1.75°，sin（1.75°）≈1.75°；所以小角度近似成立。因为系统的波束方向图由天线方向图和带宽方向图决定，所以确定系统波束方向图的波束宽度并不能唯一决定天线波束宽度或者系统的带宽，它们的具体特性无需考虑。

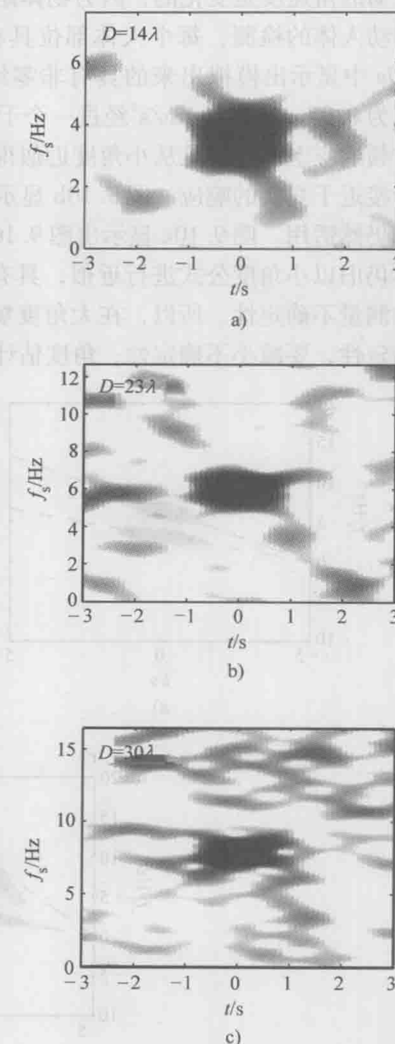


图9.11 仿真的移动人体的小角度响应，移动速度 $v=1.5\mathrm{m/s}$，距离遥感器5.75m，干涉仪基线为14λ（图a）23λ（图b）和30λ（图c）（© IEEE 2010[6]）

仿真的干涉仪对于运动人体的时频响应在图9.11中给出，天线的基线是14λ、23λ和30λ，运动人体的速度是 $v=1.5\mathrm{m/s}$，距离遥感器5.75m[6]。由于系统波束较窄，响应的持续时间较短，随着基线的增加频率偏移从3.6Hz增加到8Hz。这个响应与点源在小角度近似情况下的响应类似。这是因为系统的波束较窄，并且距离人体的距离较近：窄的波束主要照射在人的上身，其他人体的主要部分没有在波束当中，由手臂靠下部和腿产生的信号没有被检测到。再者，上身的响应是最强的，手臂和腿反射或者自身辐射的信号幅度较小。

图9.12显示了27.4GHz被动干涉仪对于运动人体测量的响应。系统带宽为

500MHz，天线波束宽度为3.5°，它比系统带宽方向图窄得多。所以，系统的波束方向图可以被认为大致等于天线的方向图。运动人体相对遥感器的距离是5.75m，移动的速度大约是1.5m/s。通过比较图9.11和图9.12可以看出，测量的响应与模拟的响应匹配得很好。

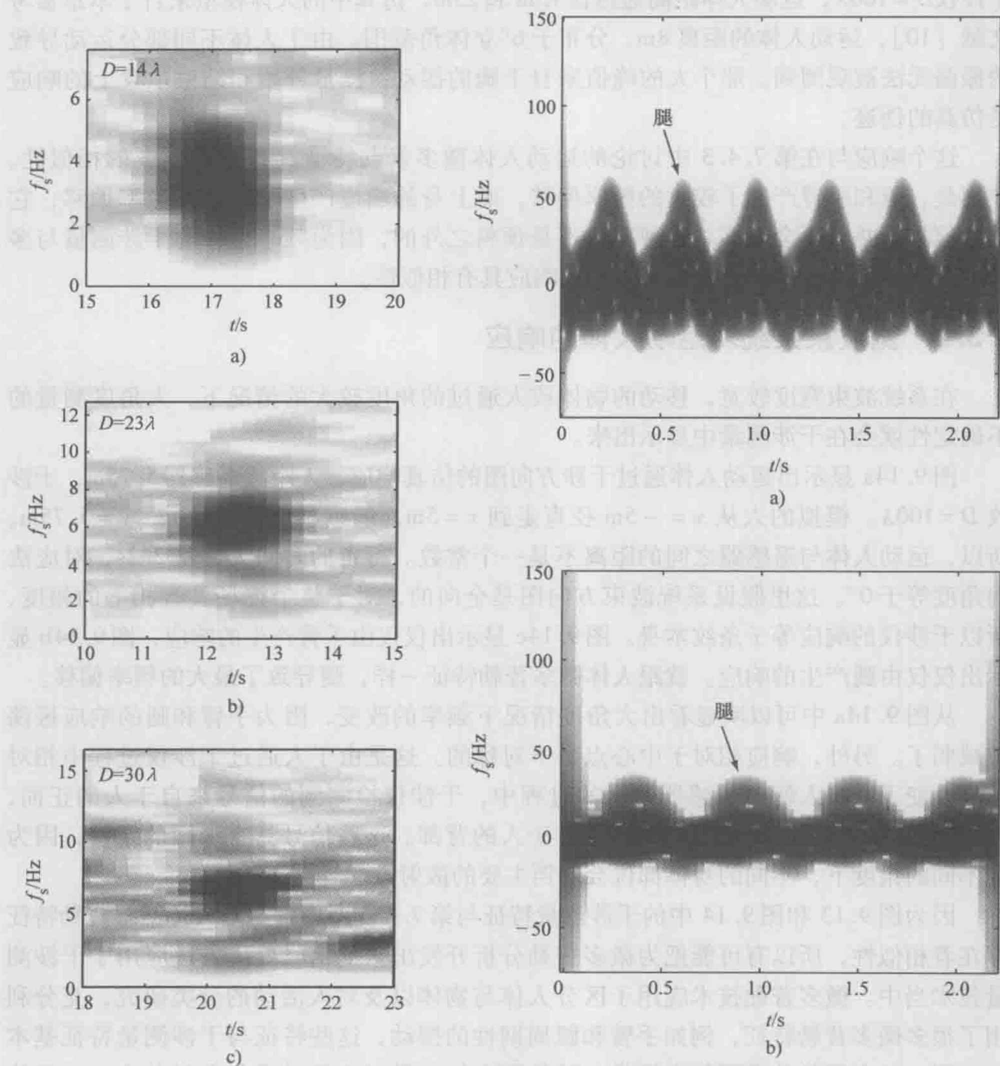


图9.12 测量的移动人体小角度响应，移动速度 $v=1.5\text{m/s}$，距离遥感器7.5m，被动干涉仪的基线是14λ（图a）、23λ（图b）、30λ（图c）（© IEEE 2010[6]）

图9.13 仿真的小角度干涉仪响应（$D=100\lambda$，移动人体距离遥感器15m（图a）和25m（图b））

一个具有多个散射中心的物体将会产生干涉响应，这些响应可以通过将不同散射中心的响应进行叠加进行描述。在之前的实例中，人靠近遥感器，腿和手臂下部返回的散射信号没有被检测到，得到的响应主要来自于上身。如果人距离遥感器足够远，波束将会照射在整个人体，全身的散射点将会被考虑进来。在图 9.13 中，响应仿真的干涉仪$D=100\lambda$，运动人体距离遥感器 15m 和 25m。仿真中的人体模型来自于本章参考文献［10］，运动人体的距离 8m，分布于 6°立体角范围。由于人体不同部分运动导致的振荡无法被观测到。那个大的峰值来自于腿的摆动，测量开始和结束位置上的响应是仿真的伪迹。

这个响应与在第 7.4.3 中讨论的运动人体微多普勒特征具有某种程度的相似性。主要是，腿和手臂产生了较大的频率偏移，而上身的响应产生了一个快频率偏移，它的数值较小并且不会振荡。这种现象不是预料之外的，因为频率偏移的干涉测量与多普勒频率在数学基础上是相似的，于是响应具有相似性。

9.3.2 宽波束系统对运动人体的响应

在系统波束宽度较宽，移动的物体或人通过的角度较大的情况下，大角度测量的不确定性就会在干涉测量中显示出来。

图 9.14a 显示出运动人体通过干涉方向图的仿真响应，人距离遥感器 5.75m，干涉仪 $D=100\lambda$。模拟的人从 $x=-5$m 径直走到 $x=5$m，遥感器位于 $x=0$m，$y=5.75$m。所以，运动人体与遥感器之间的距离不是一个常数。行走的时间大约是 2.2s，对应法向角度等于 0°。这里假设系统波束方向图是全向的，对于整个视场具有相等的幅度，所以干涉仪的响应等于条纹本身。图 9.14c 显示出仅仅由手臂产生的响应，图 9.14b 显示出仅仅由腿产生的响应。就跟人体微多普勒特征一样，腿导致了最大的频率偏移。

从图 9.14a 中可以明显看出大角度情况下频率的改变，因为手臂和腿的响应振荡被减弱了。另外，响应相对于中心点是不对称的。这是由于人通过干涉仪过程中相对角度改变了。在人朝向遥感器运动的过程中，干涉仪检测到的信号来自于人的正面，当人走过遥感器后，检测到的信号来自于人的背部。这些信号具有细微的差别，因为在不同的角度下，不同的身体部位会遮挡主要的散射点。

因为图 9.13 和图 9.14 中的干涉测量特征与第 7.4.3 节中的运动人体微多普勒特征存在着相似性，所以有可能把为微多普勒分析开发出来的信号处理方法应用于干涉测量技术当中。微多普勒技术应用于区分人体与物体以及对人活动的分类研究，充分利用了很多微多普勒特征，例如手臂和腿周期性的摆动，这些特征与干涉测量特征基本上相同。结合两种技术可能会提供一种检测人体以及对人活动进行分类的方法，无论人相对于遥感器的运动方向如何。值得注意的是，本章中的仿真假设了完美自由空间的条件，并且只考虑了人的在不同角度上的运动。必须进行更多的分析和研究来确认实际测量的性能。

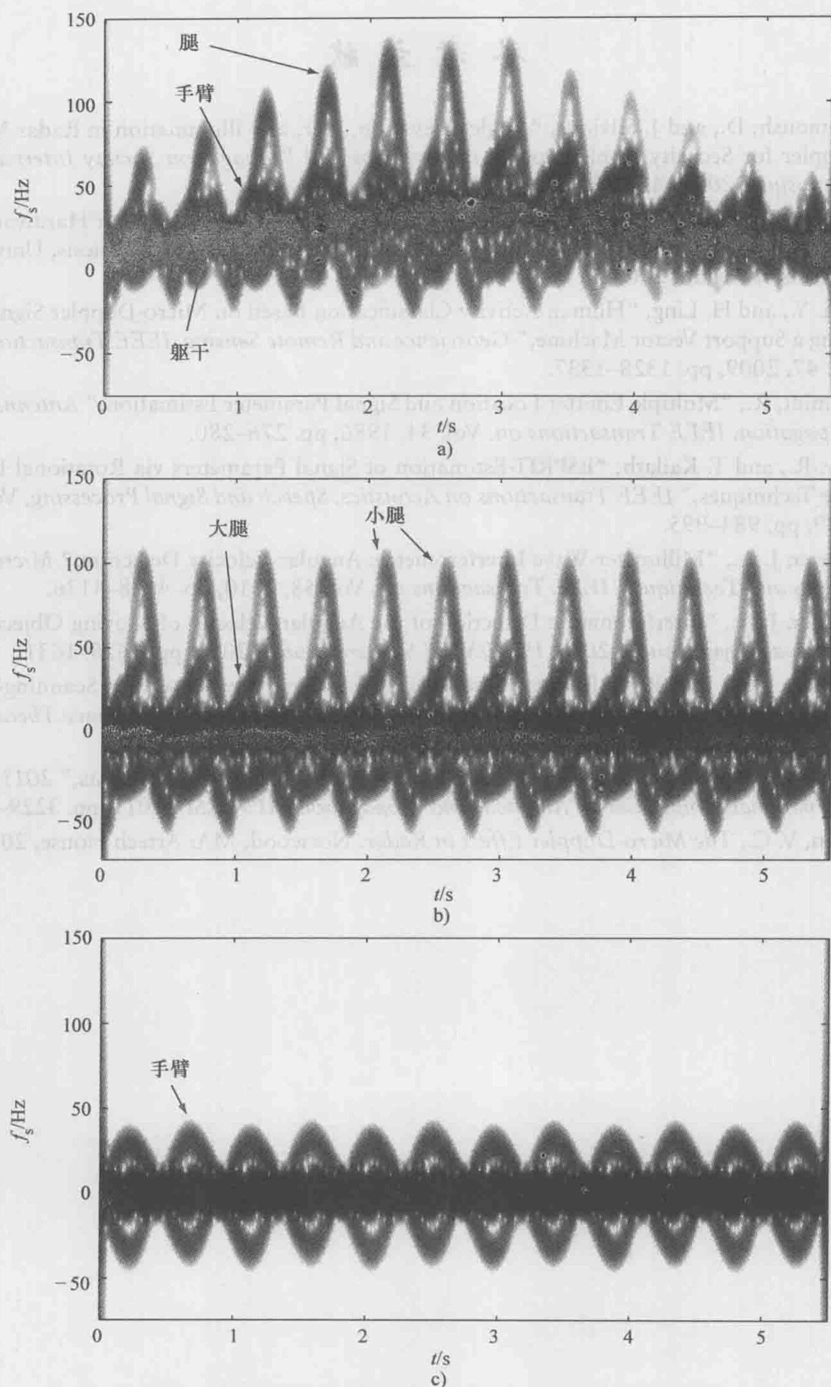


图 9. 14　仿真的大角度干涉仪响应（$D = 100\lambda$，移动人体距离遥感器 5m）

a）完整的运动　b）仅摆动腿　c）仅摆动手臂

参 考 文 献

[1] Tahmoush, D., and J. Silvious, "Angle, Elevation, PRF, and Illumination in Radar Micro-Doppler for Security Applications," in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2009. APSURSI '09. IEEE*, 2009, pp. 1–4.

[2] Anderson, M. G., "Design of Multiple Frequency Continuous Wave Radar Hardware and Micro-Doppler Based Detection and Classification Algorithms," Ph.D. Thesis, University of Texas at Austin, 2008.

[3] Kim, Y., and H. Ling, "Human Activity Classification Based on Micro-Doppler Signatures Using a Support Vector Machine," *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Vol. 47, 2009, pp. 1328–1337.

[4] Schmidt, R., "Multiple Emitter Location and Signal Parameter Estimation," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on,* Vol. 34, 1986, pp. 276–280.

[5] Roy, R., and T. Kailath, "ESPRIT-Estimation of Signal Parameters via Rotational Invariance Techniques," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing,* Vol. 37, 1989, pp. 984–995.

[6] Nanzer, J. A., "Millimeter-Wave Interferometric Angular Velocity Detection," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* Vol. 58, 2010, pp. 4128–4136.

[7] Nanzer, J. A., "Interferometric Detection of the Angular Velocity of Moving Objects," in *Microwave Symposium, 2010. IEEE/MTT-S International*, 2010, pp. 1628–1631.

[8] Nanzer, J. A., and R. L. Rogers, "Analysis of the Signal Response of a Scanning-Beam Millimeter-Wave Correlation Radiometer," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* Vol. 59, 2011, pp. 2357–2368.

[9] Nanzer, J. A., "Resolution of Interferometric Angular Velocity Measurements," *2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI)*, 2011, pp. 3229–3232.

[10] Chen, V. C., *The Micro-Doppler Effect in Radar*. Norwood, MA: Artech House, 2011.



符　号　表

符号	单位	含义
A	Wb/m	磁矢量位
A	W/str	天线方向图
A_e	m^2	有效口径
A_p	m^2	物理口径
A_N	—	归一化天线方向图
A_{max}	W/str	天线方向图最大值点
a	—	吸收率
B	Wb/m^2	磁通量密度
B	$W/(m^2 \cdot str)$	亮度
B_f	$W/(m^2 \cdot Hz \cdot str)$	谱亮度
B_λ	$W/(m^3 \cdot str)$	某波长的辐射亮度
c	m/s	自由空间中光速（2.9979×10^8 m/s）
D	C/m^2	电通量密度
D	—	方向性系数
D	—	占空比
D_{max}	—	最大方向性系数
D	m	天线基线分离
D_λ	—	单位波长下的天线基线分离
d	m	天线尺寸、距离
E	V/m	电场
e，e_f	—	发射率
F	C/m	向量电位
F	—	噪声系数
F	dB	噪声因数

f	Hz	频率
f_{bb}	Hz	基带频率
f_c	Hz	载波频率
f_D	Hz	多普勒频移
f_{IF}	Hz	中频
f_{LO}	Hz	本地振荡频率
f_{PRF}	Hz	脉冲重复频率
f_{RF}	Hz	无线电频率
f_r	Hz	帧速
f_s	Hz	干涉测量频移
G，g	—	增益
H	A/m	磁场
H	—	二端口频率响应
h	J·s	普朗克常量（6.626×10^{-34}J·s）
I，I	A	电流
IP_{IP3}	W，dBm	三阶截断点对应的输入值
IP_X	W，dBm	XdB 压缩点对应的输入值
J	A/m^2	电流密度
J_m	V/m^2	磁流密度
K	dB/m^3/(km·g)	具体衰减效率
K	V/W	能量密度
k	J/K	玻耳兹曼常数（1.38×10^{-23}J/K）
k	m^{-1}	波数，复波数
k_r	m^{-1}	非复波数
L	—	损耗
L_p	—	传输损耗
M	W/m^2	辐射率

M	g/m^3	水密度
N	W，dBm	噪声能量
OP_{IP3}	W，dBm	三阶截断点对应的输出值
OP_X	W，dBm	XdB 压缩点对应的输出值
P	W，dBm	能量
P_f	W/Hz	光谱能量
q	C	电子电荷
R	Ω	电阻
R	—	反射系数
R	mm/h	降水率
R，r	m	范围，距离
S	W/m^2	坡印廷矢量
S	W/m^2	流量密度
S_f	$W/(m^2 \cdot Hz)$	谱流量密度
S	W	信号能量
T	s	振荡周期
T	—	传输系数
T	K	温度
T_0	K	室温（290K）
T_A	K	天线温度
T_E	K	二端口网络的等效噪声温度
T_R	K	辐射温度
T_p	s	脉冲重复周期
T_r，T_{rec}	K	接收机噪声温度
T_{sys}	K	系统等效噪声温度
t	s	时间
t_d	s	时间延迟

$\tan\delta$	—	损耗角正切
u	rad^{-1}	空间频率
u	J/m^3	电磁能量密度
u_e	J/m^3	电能量密度
u_m	J/m^3	磁能量密度
v	rad^{-1}	空间频率
v	m/s	速率
v_p	m/s	平台速度
v_r	m/s	径向速度
Y	—	Y因子
α	Np/m	衰减系数，吸收系数
α	rad	角度
α	s	方均根持续时间
β	rad/m	相位系数
β	Hz	方均根带宽
Γ	—	反射率
γ	m	方均根天线口径
Δf	Hz	带宽
Δf_r	Hz	相对带宽
ΔT	K	辐射温度敏感度
ΔG	—	微分增益变化
Δx	m	空间分辨率
$\Delta\theta$	rad	高度空间分辨率
$\Delta\Phi$	rad	方位角空间分辨率
δ	rad	相位差
δ	m	趋肤深度
δf_b^f	Hz	前视杂波带宽

δf_b^s	Hz	侧视杂波带宽
ε	F/m	介电常数
ε	J	能量
ε_A	—	口面效率
ε_c	F/m	复介电常数
ε'，ε''	F/m	ε_c 的实部和虚部
ε_M	—	天线主波束效率
ε_P	—	极化损失因子
ε_r	—	相对介电常数
ε_r	—	天线辐射效率
ε_0	F/m	自由空间的介电常数（8.854×10^{-12}F/m）
ε_∞	F/m	无限频率时介电常数
η	Hz/s	频率调制速率
η	Ω	特性阻抗
η_0	Ω	自由空间特性阻抗
θ_B	rad	布儒斯特角
θ_c	rad	临界角
θ_{BW}	rad	波束宽度
θ_{HPBW}	rad	半功率波束宽度
θ_{NNBW}	rad	第一零点波束宽度
λ	m	波长
μ	H/m	磁导率
μ_c	H/m	复磁导率
μ'，μ''	H/m	μ_c 的实部和虚部
μ_r	—	相对磁导率
μ_0	H/m	自由空间磁导率（$4\pi\times10^{-7}$H/m）
ρ	C/m^3	电荷密度

ρ_m	Wb/m^3	磁荷密度
σ	$W/(m^2 \cdot K^4)$	斯特藩-玻尔兹曼常数($5.67\times10^{-8}W/m^2\cdot K^4$)
σ	m^2	雷达散射截面积
σ	S/m	电导率
σ_0	S/m	静（直流）电导率
σ_f	Hz	雷达频率测量误差的方均根
σ_t	s	雷达时间测量误差的方均根
σ_θ	rad	雷达角度测量误差的方均根
τ	s	积分时间
τ	s	脉冲宽度
τ_d	s	驻留时间
τ_g	s	几何时延
γ	—	透射系数
φ	V	电标量位
φ_μ	A	磁标量位
φ_{BW}		波束宽度
Ω	str	立体角
Ω_A	str	天线方向图立体角
Ω_M	str	天线主波束立体角
Ω_m	str	天线旁瓣立体角
ω	rad/s	角频率，角速度，转动率

缩 略 语 表

ADC	Analog - to - Digital Converter 模 - 数转换器
AF	Array Factor 阵因子
AM	Amplitude Modulation 幅度调制
CW	Continuous - Wave 连续波
DAC	Digital - to - Analog Converter 数 - 模转换器
DR	Dynamic Range 动态范围
ENR	Excess Noise Ratio 超噪比
FM	Frequency Modulation 频率调制
FOV	Field Of View 视场
FT	Fourier Transform 傅里叶变换
IF	Intermediate Frequency 中频
LO	Local Oscillator 本振
MDS	Minimum Detectable Signal 最小可检测信号
PM	Phase Modulation 相位调制
PSF	Point Spread Function 点扩散函数
RCS	Radar Cross Section 雷达散射截面
RF	Radio Frequency 射频
SFDR	Spurious - Free Dynamic Range 无杂散动态范围
SNR	Signal - to - Noise Ratio 信噪比
STFT	Short - Time Fourier Transform 短时傅里叶变换
T/R	Transmit/Receive 发射/接收

国际视野　科技前沿

国际信息工程先进技术译丛

《微波毫米波安防遥感技术》
《构建基于IPv6和移动IPv6的物联网：向M2M通信的演进》
《虚拟网络——下一代互联网的多元化方法》
《下一代融合网络理论与实践》
《认知视角下的无线传感器网络》
《移动云计算：无线、移动及社交网络中分布式资源的开发利用》
《Android系统安全与攻防》
《内容分发网络》
《计算机网络仿真OPNET实用指南》
《移动无线信道》（原书第2版）
《LTE-Advanced：面向IMT-Advanced的3GPP解决方案》
《声学成像技术及工程应用》
《LTE/SAE网络部署实用指南》
《认知无线电通信与组网：原理与应用》
《网络性能分析原理与应用》
《云连接与嵌入式传感系统》
《IP地址管理原理与实践》
《自组织网络：GSM,UMTS和LTE的自规划、自优化和自愈合》
《实现吉比特传输的60GHz无线通信技术》
《LTE自组织网络（SON）：高效的网络管理自动化》
《UMTS中的LTE：向LTE-Advanced演进》（原书第2版）
《UMTS中的WCDMA－HSPA演进及LTE（原书第5版）
《无线传感器及执行器网络》
《认知无线电网络》
《网络融合——服务、应用、传输和运营支撑》
《UMTS中的LTE:基于OFDMA和SC-FDMA的无线接入》
《吉规模集成电路互连工艺及设计》
《高性能微处理器电路设计》


机械工业出版社E视界


机械工业出版社微信公众号



上架指导　工业技术／电磁场微波

ISBN 978-7-111-49927-5　定价：88.00元